ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 16 OCTOBRE 1933.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE BOREL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Federico Enriquez**, professeur à l'Université de Rome, membre de l'Académie des Lincei, qui assiste à la séance.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur la pluie d'étoiles filantes du* 9 *octobre* 1933. Note de M. **Ernest Esclangon**.

La pluie d'étoiles filantes du 9 octobre dernier, qui a si vivement attiré l'attention du public, a pu être observée dans un grand nombre de lieux, notamment dans la plupart des observatoires français : à Paris-Meudon, à Besançon, Lyon, Marseille, Strasbourg.

Depuis le 27 novembre 1885, on n'avait enregistré d'averse météorique aussi importante. Celle-ci, dont le radiant était situé dans la constellation d'Andromède, était en relation avec l'orbite de la fameuse comète de Biela dont on observa, d'abord le dédoublement en 1846, et qui, désagrégée ensuite, donna naissance aux magnifiques pluies d'étoiles de 1872 et 1885. Bien qu'exceptionnelle et très remarquable, l'averse météorique du 9 octobre 1933 a été beaucoup moins importante que ces dernières, lesquelles, méritant véritablement l'appellation de pluies d'étoiles, constituèrent un spectacle céleste incomparable.

En dehors de la question d'intensité numérique des météores, une différence essentielle doit être notée entre l'averse de 1885 et celle de 1933. Tandis qu'en 1885, aucun des météores, parmi ceux qui en nombre immense

sillonnèrent le ciel aux premières heures de la nuit (en Europe), ne parut atteindre un éclat exceptionnel ; dans l'averse du 9 octobre dernier, au contraire, certaines, parmi l'ensemble des étoiles filantes observées, étaient extrêmement brillantes, dépassant l'éclat de Sirius sinon de Vénus, de plus, elles laissaient derrière elles des traînées lumineuses très persistantes, circonstance paraissant indiquer une grande variété de dimensions et de masses dans les corpuscules composant l'essaim.

Personnellement, j'ai pu observer l'averse météorique du 9 octobre 1933, en Haute-Provence, à Mison (Basses-Alpes), par un ciel exceptionnellement pur, lavé au surplus par une forte pluie survenue dans la journée.

Dès la chute complète du jour, vers 18^h, une abondance anormale d'étoiles filantes attira l'attention de la population. L'intensité du phénomène alla en croissant graduellement jusque vers $19^h 50^m$ (T. M. G.). A ce moment, elle correspondait, comme ordre de grandeur, à l'apparition d'une quinzaine de météores par seconde, les uns à la limite de visibilité, quelques autres très brillants avec traînées lumineuses persistantes, la région du zénith constituant, comme il doit être, une zone de moindre densité relative d'apparition. Le phénomène, qui était absolument silencieux, s'atténua ensuite progressivement et avait déjà diminué au lever effectif de la Lune, à $20^h 20^m$, mais, jusque vers 22^h, on put observer encore des trajectoires météoriques.

La détermination du radiant, étant donnée l'abondance des météores, était facile. En se bornant aux trajectoires, aussi nombreuses qu'on pouvait le désirer, apparaissant au voisinage du centre de radiation, et par comparaison de position avec les étoiles voisines γ et ζ du Dragon, je trouvai $\alpha = 268°$, $\delta = +53°$. A plusieurs reprises, j'eus l'occasion d'observer des météores dont la trajectoire visible, dirigée vers l'observateur, se réduisait pour ainsi dire à l'apparition d'un simple point lumineux, plus exactement d'une sorte de virgule lumineuse. Ces points ne coïncidaient exactement, ni entre eux, ni avec le radiant déterminé ainsi qu'il vient d'être dit, l'écart était de l'ordre de plus de 1°. Cela prouve évidemment que la détermination du radiant est influencée par la courbure des trajectoires aériennes, variable avec la masse et le volume et la forme des corpuscules pénétrant dans l'atmosphère.

La position du radiant a fait l'objet de déterminations multiples. Parmi les plus précises faites en France et actuellement parvenues à notre connaissance, nous citerons les suivantes :

A l'Observatoire de Lyon, deux déterminations ont été faites avec soin

par MM. J. Dufay, J. Ellsworth et S. P. Liau, l'une en utilisant les trajectoires courtes apparaissant à proximité du radiant; elle fournit les nombres $\alpha = 266°,5$, $\delta = +56°,5$; l'autre en traçant les trajectoires de quelques météores choisis parmi les plus brillants; elle donne $\alpha = 265°,5$, $\delta = +54°,5$.

A l'Observatoire de Strasbourg, MM. Danjon, Véronnet et Rougier, observant indépendamment, ont trouvé $\alpha = 269°$, $\delta = +56°$.

M. E. Fichot, observant à Tabanac (Gironde) dans d'excellentes conditions, a obtenu $\alpha = 265°$, $\delta = +55°$.

La moyenne de ces résultats fournit la position

$$\alpha = 266°,1, \qquad \delta = +55°,0.$$

De l'ensemble des déterminations actuellement connues, on peut dégager la conclusion suivante. Dans tous les lieux où le ciel était très beau, où les météores visibles étaient par conséquent très nombreux, notamment ceux qui apparaissant au voisinage du radiant étaient naturellement utilisés pour la détermination de ce radiant, les nombres obtenus sont extrêmement concordants et se rapprochent de ceux donnés ci-dessus. Au contraire, en des lieux où le ciel médiocre permettait seulement l'observation des météores brillants, apparaissant en des points quelconques du ciel, par surcroît peu nombreux, les nombres obtenus présentent des divergences notables, dépassant parfois 10 et même 15°. C'est ainsi qu'à Meudon où le ciel était brumeux, MM. d'Azambuja et Baldet ont trouvé respectivement $\alpha = 279°$, $\delta = 51°$ et $\alpha = 282°$, $\delta = 47°$. Il n'est pas douteux que ces divergences doivent tenir, non à des erreurs d'observation, mais à l'influence de la courbure des trajectoires météoriques dans leur partie aérienne et lumineuse. Certains observateurs ont cru même observer plusieurs radiants ou la variation d'un radiant unique. Il semble au surplus que certains, parmi les météores les plus brillants, paraissaient sans rapport avec le radiant si précis défini par les météores moyens apparaissant à son voisinage, et n'appartenaient peut-être pas à l'essaim.

Tous les observateurs s'accordent à placer le maximum du phénomène vers 20^h.

Si l'averse météorique du 9 octobre a surpris par son importance, elle n'a pu être considérée comme absolument inattendue. Des essaims peu denses avaient été déjà signalés les 9 octobre 1920 et 1926, et étudiés par l'astronome anglais W. F. Denning, spécialiste de ces questions. En 1933 comme en 1926, les météores étaient lents et les plus brillants laissaient

une traînée persistante, particularité rare pour les météores lents et considérée par Denning comme caractéristique de l'essaim dont l'origine fut indiquée par lui en 1926 [1]. La Terre rencontre, le 9 ou le 10 octobre, l'orbite de la comète Giacobini II-Zinner (1900). Crommelin a calculé, en 1926, les coordonnées du radiant correspondant à l'orbite de la comète et trouvé

$$\alpha = 265^\circ, \quad \delta = +54^\circ;$$

nombres qui s'accordent remarquablement avec les observations du 9 octobre 1933 [2].

La période de la comète est de 6,58 ans et les chutes météoriques paraissent se reproduire, à 6 ou 7 ans d'intervalle, le 9 octobre qui précède ou suit le passage au périhélie, comme si les corpuscules, provenant de la désagrégation en cours de l'astre, étaient encore rassemblés sur l'orbite au voisinage et de part et d'autre de celui-ci. L'essaim observé en 1926 a précédé le passage au périhélie (11 décembre); cette année, au contraire, la comète, retrouvée par Schorr le 23 avril 1933 et observée au cours de l'été, était en avance d'un jour sur l'éphéméride calculée; elle a atteint son périhélie le 15 juillet.

Peut-être faut-il conclure, soit à une accentuation de la désagrégation de l'astre, soit à des circonstances particulières qui ont permis à la Terre de pénétrer dans une partie plus dense de l'essaim.

NOMINATIONS.

M. A. **Lacroix** est désigné pour représenter l'Académie dans le Comité de patronage du *Musée Bonaparte* consacré par S. M. le Roi d'Égypte à l'expédition de 1798, qui doit être inauguré au Caire en février 1935.

---

(1) *Monthly Notices*, 87, 1926, p. 104.

(2) Mlle Jasse, de l'Observatoire de Marseille, ayant calculé ces jours-ci une nouvelle position du radiant de la comète a trouvé $\alpha = 271^\circ$, $\delta = 51^\circ$. Le 10 octobre, le rayon vecteur Soleil-Terre ne différait de celui correspondant à l'orbite de la comète que de 0,0002 en unités astronomiques.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **L. Bouvier**, **L. Mangin**, **P. Marchal**, **L. Joubin**, **F. Mesnil**, **Ch. Gravier**, **M. Caullery** sont élus pour constituer, avec le Bureau de l'Académie, la Commission chargée de présenter un candidat au *prix Le Conte*.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **H. Vincent** est élu membre de la 1[re] Section de la Caisse des Recherches scientifiques, en remplacement de M. *Édouard Quénu* décédé.

CORRESPONDANCE.

L'**Asiatic Society of Bengal** prie l'Académie de vouloir bien se faire représenter à la célébration du 150[e] anniversaire de sa fondation, le 15 janvier 1934, à Calcutta.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

René Sauffrignon. *Le Graphite. Étude économique.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les équations aux différences finies.* Note (¹) de M. **M. Ghermanesco**, présentée par M. Hadamard.

La théorie des équations aux différences finies a fait de remarquables progrès, grâce aux travaux de M. Nörlund, qui lui a imprimé une allure toute moderne. On s'est occupé surtout des équations de la forme

$$\varphi(x) - \lambda\varphi(x+\omega) = g(x), \tag{1}$$

(¹) Séance du 9 octobre 1933.

dont les cas $\lambda = \pm 1$ ont fait l'objet des préoccupations spéciales de M. Nörlund. Les résultats de M. Nörlund ont été étendus à des cas plus généraux par MM. R. Raclis, S. Bochner et nous-même.

Les formules de ces auteurs donnent la solution des équations considérées sous une forme très générale, moyennant certaines conditions imposées à la fonction donnée $g(x)$. Cependant, un point de vue remarquable échappe à cette théorie : la nature de la solution par rapport au paramètre λ.

J'avais cru qu'on pouvait ramener l'équation (1) à une équation intégrale du type de Fredholm et, dès lors, appliquer la théorie bien connue. Cela est aisé, quant au premier pas car, si $g(x)$ est holomorphe, la formule de Cauchy change l'équation aux différences (1) en une équation intégrale

$$\varphi(x) - \frac{\lambda}{2\pi i} \int_C \frac{\varphi(s)\,ds}{s - x - \omega} = g(x);$$

mais la théorie de Fredholm ne s'applique pas, mot à mot, à cette équation, ce qui fait penser qu'on doit reprendre les recherches dans le domaine complexe. J'ai montré ainsi que la solution de l'équation aux différences (1) n'est pas toujours méromorphe en λ, elle est parfois à *coupure essentielle*; que les valeurs singulières de λ ne dépendent pas exclusivement du noyau, mais de la fonction donnée $g(x)$, et enfin que l'équation

$$\varphi(z) - \lambda_1 \varphi(x + \omega) = g(x)$$

admet toujours une solution, lorsque λ_1 est un *pôle*, ce qui fait que le troisième théorème de Fredholm est assez restrictif.

Je signale les résultats obtenus, dont la démonstration paraîtra dans un Mémoire plus étendu.

I. Théorème A. — *L'équation aux différences finies*

$$\varphi(x) - \lambda \varphi(x + \omega) = g(x),$$

où $g(x)$ est à partie réelle positive, est soluble par approximations successives pour toute valeur de λ, à l'exception d'un ensemble fini ou dénombrable de valeurs. La solution ainsi obtenue est une fonction méromorphe en λ, admettant ces valeurs exceptionnelles comme pôles, si la limite

$$\frac{1}{\lambda_1} = \lim_{n=\infty} \frac{g(x + \overline{n+1}\,\omega)}{g(x + n\omega)}$$

est finie et différente de zéro et si l'on peut déterminer un entier positif p, tel

que la série

$$\left(1 - \frac{1}{\lambda_1}\right)^p \varphi(x)$$

admette un rayon de convergence supérieur à λ_1. Si la limite considérée est nulle, la solution est alors une fonction entière en λ.

II. Théorème B. — *Pour les valeurs exceptionnelles de λ, c'est l'équation sans second membre*

$$\varphi(x) - \lambda_1 \varphi(x + \omega) = 0$$

qui admet une solution.

III. Théorème C. — *L'équation*

$$\varphi(x) - \lambda_1 \varphi(x + \omega) = g(x),$$

dans laquelle λ_1 désigne un pôle de la solution de l'équation (1), *est toujours résoluble et sa solution la plus générale dépend d'une fonction arbitraire, de période ω.*

Posons

$$\mathop{\mathrm{E}}_{\lambda}^{1} \varphi = \varphi(x) - \lambda \varphi(x + \omega)$$

et en général

$$\mathop{\mathrm{E}}_{\lambda}^{k} \varphi = \mathop{\mathrm{E}}_{\lambda}^{1}\left(\mathop{\mathrm{E}}_{\lambda}^{k-1} \varphi\right),$$

nous avons les résultats suivants :

IV. Théorème. — *Pour que la solution de l'équation aux différences finies*

$$\varphi(x) - \lambda \varphi(x + \omega) = g(x)$$

soit une fonction méromorphe en λ, il faut et il suffit que la fonction donnée $g(x)$ soit décomposable en une somme, finie ou non, de fonctions $g_i(x)$, telles que l'on ait

$$\mathop{\mathrm{E}}_{\lambda_i}^{k_i} g_i(x) = 0.$$

Dans ce cas, les λ_i seront les pôles, ayant les k_i pour ordre de multiplicité.

V. Théorème. — *Pour que la solution de l'équation aux différences finies*

$$\varphi(x) - \lambda \varphi(x + \omega) = g(x)$$

soit une fonction méromorphe en λ, il faut et il suffit que l'on puisse déter-

miner l'entier positif p et le nombre λ_1, tels que la limite de l'expression

$$\begin{aligned} S_n(\lambda_1) = \lambda_1^n g(x+n\omega) + \lambda_1^{n-1}(1-C_p^1)\, g(x+\overline{n-1}\,\omega) + \ldots \\ + \lambda_1^{n-p+1}[1 - C_p^1 + C_p^2 - \ldots (-1)^{p-1} C_p^{p-1}]\, g(x + \overline{n-p+1}\,\omega), \end{aligned}$$

pour n infini, existe et soit différente de zéro et qu'ensuite la série

$$\left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_1}\right)^p \sum_0^\infty \lambda^n g(x+n\omega)$$

ait un rayon de convergence supérieur à λ_1.

La théorie s'étend aisément aux équations (1) à plusieurs variables

$$\varphi(x, y) - \lambda\, \varphi(x+a, y+b) = g(x, y) \qquad (a, b > 0)$$

ou à l'équation

$$\varphi(x) - \lambda[a_1 f(x+\omega_1) + a_2 \varphi(x+\omega_2) + \ldots + a_p \varphi(x+\omega_p)] = g(x) \qquad (\omega_i > 0).$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les potentiels logarithmiques des doubles couches.* Note (1) de MM. **W. Nikliborc** et **W. Stożek**, présentée par M. Émile Borel.

Soit C un arc simple, défini par l'équation

$$y = f(x).$$

Supposons que la fonction $f(x)$ est continue dans l'intervalle [0, 1], et qu'elle possède la première dérivée $f'(x)$ continue, satisfaisant à la condition

$$|f'(x)| \leqq A x^\lambda \qquad (\lambda > 0)$$

(dite condition de M. Hölder avec l'exposant λ). Soit de plus $f(0) = 0$.

Soit $g(s)$ une fonction mesurable, telle que l'intégrale

$$\int_0^1 |g(s)|^{\frac{1}{\lambda}+\varepsilon} ds \qquad (\varepsilon > 0)$$

existe.

Envisageons le potentiel

$$W(P) = \int_C g(s) \frac{\cos(r_{MP}, n_M)}{r_{MP}} ds,$$

(1) Séance du 2 octobre 1933.

désignons par (ρ, φ) les coordonnées polaires du point P.

$$0 \leqq \varphi \leqq 2\pi,$$

et posons

$$h = \underline{\lim}_{0<\xi \to 0} \frac{1}{\xi} \int_0^\xi g(s)\, ds,$$

$$H = \overline{\lim}_{0<\xi \to 0} \frac{1}{\xi} \int_0^\xi g(s)\, ds.$$

Le théorème suivant, qui généralise un théorème classique bien connu, *subsiste :*

« *Si* P $\to$ o *de telle manière, que* $\varphi \to \varphi_0$, *et que le point* P *est situé toujours en dehors de la courbe* C, *alors*

I. $0 < \varphi_0 \leqq \pi/2$:

$$(\pi - \varphi_0)\, h - \cot\varphi_0 (H - h) \leqq \underline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \}$$
$$\leqq \overline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq (\pi - \varphi_0)\, H + \cot\varphi_0 (H - h).$$

II. $\pi/2 \leqq \varphi_0 \leqq \pi$:

$$(\pi - \varphi_0)\, h \leqq \underline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq \overline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq (\pi - \varphi_0) H.$$

III. $\pi \leqq \varphi_0 \leqq 3\pi/2$:

$$(\pi - \varphi_0)\, H \leqq \underline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq \overline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq (\pi - \varphi_0)\, h.$$

IV. $3\pi/2 \leqq \varphi_0 < 2\pi$:

$$(\pi - \varphi_0)\, H + \cot\varphi_0 (H - h) \leqq \underline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \}$$
$$\leqq \overline{\lim}_{\substack{\rho \to 0 \\ \varphi \to \varphi_0}} \{ W(P) - W(o) \} \leqq (\pi - \varphi_0)\, h - \cot\varphi_0 (H - h) \text{ ».}$$

Une conséquence, presque immédiate, est le théorème suivant :

« Si la courbe C est de la classe Ah (¹), et si l'intégrale $\int_C |g(s)|^{\frac{1}{h}+\varepsilon} ds$

(¹) Selon la terminologie, adoptée par L. Lichtenstein, dans son article de l'*Encyc. Math.*, consacré à la théorie du potentiel.

($\varepsilon > 0$) existe, et si P_0 est situé sur la courbe C, alors on a presque partout

$$W_+(P) = W(P_0) + \pi g(P_0),$$
$$W_-(P) = W(P_0) - \pi g(P_0),$$

où $W_+(P)$ et $W_-(P)$ désignent les limites de la fonction $W(P)$, quand le point P tend vers P_0 suivant un chemin non tangent à C du côté positif respectivement négatif de la courbe C. »

On peut envisager des problèmes analogues pour la dérivée normale du potentiel d'une simple couche, aussi bien sur le plan, que dans l'espace. Nous reviendrons sur ces questions, ainsi que sur l'application aux problèmes de Dirichlet et Neumann, dans une Note prochaine.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les fonctions quasi analytiques.* Note de Mlle **H. Szmuszkowiczowna**, présentée par M. Émile Borel.

La notion de fonction quasi analytique, introduite par M. S. Bernstein pour les fonctions définies sur un segment de l'axe réel, s'étend aisément aux fonctions définies sur une courbe rectifiable. Nous considérons le cas où cette courbe est la circonférence C du cercle-unité.

Soit $f(z)$ une fonction uniforme sur C. Si $f(z)$ n'est pas analytique sur C et s'il existe une suite $\{n_k\}$ de nombres naturels croissants satisfaisant à la condition

$$(1) \qquad \lim \frac{n_{k+1}}{n_k} = \infty,$$

une suite $\{P_{n_k}(z)\}$ de polynomes de degré n_k, et deux constantes M et $\rho < 1$, telles que

$$(2) \qquad |f(z) - P_{n_k}(z)| > M\rho^{n_k} \, z \varepsilon C \qquad (k = 0, 1, \ldots),$$

alors $f(z)$ est quasi analytique sur C, relativement à la suite $\{n_k\}$ et à la suite $\{P_{n_k}(z)\}$.

Théorème I. — *Soit $\{n_k\}$ une suite de nombres naturels croissants, satisfaisant à* (1). *Posons*

$$(3) \qquad \overline{\lim} \sqrt[n_k]{n_{k+1}} = A \geq 1.$$

Soient θ un nombre positif tel que $\theta A < 1$ et $f(z) = \Sigma a_n z^n$ une série de

puissances de rayon de convergence 1 telle que

(4) $$\lim \sqrt[n]{a_n} = 1.$$

Alors la fonction $g(z) = \Sigma c_n z^n$ où $c_n = a_n \theta^{n_k}$ pour $n_k < n \leqq n_{k+1}$ est quasi analytique sur C relativement à la suite $\{n_k\}$.

Un exemple particulièrement simple s'obtient en posant $a_n = 1$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$, c'est-à-dire $f(z) = 1/1 - z$.

Théorème II. — *Si la fonction $h(z) = \Sigma b_n z^n$ est sur* C *quasi analytique relativement à la suite $\{n_k\}$, alors il existe un nombre $0 < \theta < 1$ tel, que pour chaque n satisfaisant à l'inégalité*

(5) $$n_k < n \leqq n_{k+1},$$

on a

(6) $$|b_n| < \theta^{n_k}.$$

Théorème III. — *Soit $h(z) = \Sigma b_n z^n$ quasi analytique sur* C, *relativement à la suite $\{n_k\}$, telle qu'on a* (3); *soit θ une constante < 1, pour laquelle est vérifiée l'inégalité* (6) *du théorème II, si l'on a, pour un p naturel,*

(7) $$A^p \theta < 1;$$

alors les dérivées $h^{(k)}(z)$ pour $k = 0, 1, \ldots, p-1$ sont quasi analytiques relativement à la suite $\{n_k\}$.

Si, en particulier $A = 1$, *chaque dérivée de la fonction $h(z)$ est quasi analytique sur* C *relativement à la suite $\{n_k\}$.*

Théorème IV. — *Si la fonction $h(z) = \Sigma b_n z^n$ est quasi analytique sur* C, *relativement à la suite $\{n_k\}$, alors elle est quasi analytique relativement à la suite de polynomes $S_{n_k}(z)$, S_{n_k} désignant le $n_k^{\text{ième}}$ segment du développement de Taylor de $h(z)$, c'est-à-dire $S_n = \sum_{j=0}^{n} b_j z^j$.*

Théorème V. — *Si la fonction $h(z) = \Sigma b_n z^n$ quasi analytique sur* C *relativement à la suite $\{n_k\}$ est régulière dans un point quelconque z_0 du* C, *alors chaque suite de polynomes $P_{n_k}(z)$ du degré n_k satisfaisant à l'inégalité*

(1) $$|h(z) - P_{n_k}(z)| < M\rho^{n_k}$$

est en z_0 hyperconvergente (überconvergent).

Il résulte des théorèmes IV, V et d'une propriété de polynomes de Tchebichef que la condition nécessaire pour que la fonction $h(z)$ quasi

analytique sur C soit prolongeable analytiquement est que l'inégalité

$$(6) \qquad |b_n| < \theta^{n_k}$$

du théorème II soit vérifiée pour $n_k - m_k < n \leq n_{k+1}$, où $\lim n_k/m_k \geq 1$ est un nombre fini.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les fonctions hypergéométriques et une de leurs extensions.* Note ([1]) de M. **Jacques Devisme**, présentée par M. Élie Cartan.

Nous voudrions présenter quelques remarques très simples, inédites à notre connaissance, sur les équations différentielles ou aux dérivées partielles vérifiées par les fonctions hypergéométriques à une ou plusieurs variables.

Ces remarques fournissent facilement une règle simple permettant d'écrire immédiatement les équations relatives à une fonction hypergéométrique donnée.

I. *L'équation différentielle de la fonction*

$$y = {}_rF_s(\alpha_1, \ldots, \alpha_r; \beta_1, \ldots, \beta_s; x) = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{(\alpha_1, n)\ldots(\alpha_r, n)}{(\beta_1, n)\ldots(\beta_s, n)} \frac{x^n}{(1, n)} \qquad (r \leq s+1)$$

s'écrit

$$\prod_1^r \left\{ \alpha_i + \left(x\frac{d}{dx} \right) \right\} y - \prod_1^s \left\{ \beta_i + \left(x\frac{d}{dx} \right) \right\} \frac{dy}{dx} = 0,$$

les produits symboliques étant effectués en considérant l'expression $(x\, d/dx)$ *comme un opérateur unique.*

II. En remarquant que les équations aux dérivées partielles (dont nous n'écrivons qu'une à chaque fois, l'autre étant obtenue en échangeant x et y, α, α', ...), des fonctions d'Appell

$$F_1(\alpha, \beta, \beta'; \gamma; x, y), \quad F_2(\alpha, \beta, \beta'; \gamma, \gamma'; x, y), \quad F_3(\alpha, \alpha', \beta, \beta'; \gamma; x, y),$$
$$F_4(\alpha, \beta; \gamma, \gamma'; x, y)$$

([1]) Séance du 2 octobre 1933.

s'écrivent respectivement

$$\left\{\alpha+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}\left\{\beta+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}z-\left\{\gamma+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}\frac{\partial z}{\partial x}=0,$$

$$\left\{\alpha+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}\left\{\beta+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}z-\left\{\gamma+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}\frac{\partial z}{\partial x}=0,$$

$$\left\{\alpha+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}\left\{\beta+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}z-\left\{\gamma+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}\frac{\partial z}{\partial x}=0,$$

$$\left\{\alpha+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}\left\{\beta+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)+\left(y\frac{\partial}{\partial y}\right)\right\}z-\left\{\gamma+\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)\right\}\frac{\partial z}{\partial x},$$

on peut énoncer une règle simple (nous ne le ferons pas faute de place).

On obtient immédiatement les équations aux dérivées partielles des fonctions confluentes Φ_1, Φ_2, Φ_3, Ψ_1, Ψ_2, Ξ_1, Ξ_2 de M. P. Humbert en remplaçant par l'unité le facteur symbolique correspondant au coefficient α, ..., γ' évanescent.

Ces résultats se généralisent aisément aux fonctions hypergéométriques d'ordre supérieur et à plusieurs variables.

III. Considérons le produit $p_k=\prod_1^k u_i$, nous savons ([1]) que $F(p_k)$ étant une fonction de p_k seul, la fonction

$$\Phi=\frac{\partial^k F(p_k)}{\partial u_1\ldots\partial u_k}$$

est aussi une fonction de p_k seul. A chaque fonction $F(p)$ nous pouvons ainsi faire correspondre une fonction $\Phi(p)$ que nous appellerons dérivée généralisée de F d'indice k et nous écrirons

$$\frac{\overset{k}{\mathrm{D}}F(p)}{\mathrm{D}p}=\overset{k}{F}(p)=\Phi(p);$$

ainsi nous aurons, par exemple, $\overset{k}{\mathrm{D}}(p^n)/\mathrm{D}p=n^k p^{n-1}$.

Si nous posons $[\alpha, n^k]=\alpha(\alpha+1)(\alpha+2^k)\ldots[\alpha+(n-1)^k]$, la fonction

$$y=\sum_{n=0}^{n=\infty}\frac{[\alpha_1, n^k]\ldots[\alpha r, n^k]}{[\beta_1, n^k]\ldots[\beta_s, n^k]}\frac{x^n}{[1, n^k]}$$

([1]) Nous supposons ici les variables u_i toutes distinctes; le cas de variables non distinctes est aussi à envisager.

vérifie l'équation

$$\prod_{1}^{r}\left\{\alpha_i+\left(x\frac{\overset{*}{\mathrm{D}}}{\mathrm{D}x}\right)\right\}y-\prod_{1}^{s}\left\{\beta_i+\left(x\frac{\overset{*}{\mathrm{D}}}{\mathrm{D}x}\right)\right\}\frac{\overset{*}{\mathrm{D}}y}{\mathrm{D}x}=0.$$

Diverses extensions, notamment à des fonctions de plusieurs variables, sont immédiates.

Nous développerons ces diverses questions dans un Mémoire ultérieur.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'erreur de la seconde catégorie dans le problème de M. Student.* Note [1] de M. **Stanislaw Kolodziejczyk**, présentée par M. Émile Borel.

Le problème de M. Student [2] consiste dans la vérification de l'hypothèse statistique H_0, admettant que l'espérance mathématique a d'une variable accidentelle x, dont on a observé les valeurs $x_1, x_2, \ldots, x_n$, est égale à un nombre donné a_0. En ce qui concerne la variable x, on suppose qu'elle obéit à la loi de Gauss

$$p(x)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}}, \tag{1}$$

le paramètre σ étant inconnu et non spécifié par l'hypothèse H_0. Désignons par $\bar{x}$ la moyenne arithmétique des valeurs observées de x et par s l'écart moyen quadratique de ces nombres, ainsi que

$$s^2=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(x_i-\bar{x})^2.$$

La méthode de vérification de l'hypothèse H_0, lorsque l'on sait par exemple que $a\geqq a_0$, proposée par M. Student, consiste dans la règle suivante :

1° Rejeter l'hypothèse H_0 lorsque

$$x=\frac{\bar{x}-a_0}{s} \tag{2}$$

---

(1) Séance du 2 octobre 1933.

(2) Student, *The Probable Error of a Mean* (*Biometrika*, 6, 1908, p. 1-25).

est assez grand, par exemple lorsque $z > z_0$, z_0 étant un nombre fixé d'avance;

2° Accepter l'hypothèse H_0 lorsque $z \leqq z_0$.

La propriété importante de cette méthode consiste dans le fait que, dans les cas où l'hypothèse H_0 est juste, la probabilité $P\{z > z_0\}$ pour qu'on ait $z > z_0$ ne dépend pas du paramètre inconnu σ. En conséquence, si l'on fixe la constante z_0 de manière que $P\{z > z_0\} = \varepsilon$, ε étant arbitrairement petit, on est sûr que la probabilité de commettre une erreur de la première catégorie ([1]) qui consiste dans la rejection injuste de H_0, ne surpasse pas ε. En ce qui concerne la probabilité de l'erreur de la seconde catégorie, qui consiste dans l'admission de l'hypothèse H_0 lorsque en vérité l'espérance mathématique de x est égale $a = a_1 > a_0$, c'est-à-dire lorsque c'est une hypothèse alternative, H_1, qui est juste, il a été établi ([2]) que si l'on vérifie l'hypothèse H_0 par la méthode de M. Student, elle est plus petite qu'en cas où cette hypothèse est vérifiée par n'importe quelle autre méthode assurant le même degré de sûreté envers les erreurs de première catégorie.

La probabilité pour qu'on accepte H_0 comme résultat de vérification de cette hypothèse par la méthode de M. Student, en cas où $a = a_1 > a_0$, s'exprime au moyen de l'intégrale

$$(3) \qquad p(\varepsilon, \rho) = \frac{1}{2^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) z_0^{n-1}} \int_0^{\infty} s^{n-2} e^{-\frac{s^2}{2z_0^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{s-\rho} e^{-\frac{x^2}{2}} dx\, ds,$$

où $\rho = a_1 - a_0/\sigma\sqrt{n}$ et z_0 est la racine de l'équation $P\{z > z_0\} = \varepsilon$. La valeur de cette probabilité étant importante dans les diverses questions pratiques, elle a été calculée au moyen de quadrature pour $\varepsilon = 0{,}01$ et pour plusieurs valeurs de ρ. Une table construite dans le Laboratoire biométrique de l'Institut de Nencki à Varsovie et dont nous donnons ci-après les premières lignes, représente les résultats de ces calculs.

([1]) Notion introduite par MM. Neyman et E. S. Pearson. Voir *On the Use and Interprétation of Certain Test Criteria for Purposes of Statistical Inference* (*Biometrika*, **20**, 1928, p. 174-240).

([2]) J. Neyman et E. S. Pearson, *On the Problem of the most Efficient Tests of Statistical Hypotheses* (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Ser. A, **231**, 1933, p. 289-337).

Valeurs de $P(\varepsilon, \rho)$.

$\nu=n-1$.	$\rho=0$.	$\rho=1$.	$\rho=2$.	$\rho=3$.	$\rho=4$.	$\rho=5$.	$\rho=6$.	$\rho=7$.	$\rho=8$.	$\rho=9$.	$\rho=10$.
1.......	0,9900	0,9729	0,9497	0,9249	0,9000	0,8752	0,8505	0,8250	0,8016	0,7774	0,7534
2.......	0,9900	0,9623	0,9055	0,8201	0,7139	0,5974	0,4805	0,3715	0,2760	0,1971	0,1353
3.......	0,9900	0,9533	0,8610	0,7055	0,5135	0,3285	0,1839	0,0900	0,0385	0,0144	0,0047
4.......	0,9900	0,9464	0,8245	0,6139	0,3730	0,1804	0,0688	0,0206	0,0049	0,0009	0,0001
5.......	0,9900	0,9410	0,7961	0,5469	0,2847	0,1081	0,0295	0,0057	0,0008	0,0001	—
6.......	0,9900	0,9369	0,7741	0,4983	0,2286	0,0712	0,0148	0,0020	0,0002	—	—
7.......	0,9900	0,9336	0,7568	0,4620	0,1914	0,0508	0,0084	0,0009	0,0001	—	—
8.......	0,9900	0,9309	0,7429	0,4342	0,1655	0,0385	0,0053	0,0004	—	—	—
9.......	0,9900	0,9288	0,7317	0,4126	0,1469	0,0307	0,0037	0,0002	—	—	—
10.......	0,9900	0,9270	0,7225	0,3956	0,1331	0,0255	0,0027	0,0001	—	—	—
11.......	0,9900	0,9255	0,7146	0,3814	0,1223	0,0217	0,0021	0,0001	—	—	—
12.......	0,9900	0,9242	0,7080	0,3697	0,1138	0,0190	0,0016	0,0001	—	—	—
13.......	0,9900	0,9230	0,7022	0,3598	0,1068	0,0169	0,0014	0,0001	—	—	—
14.......	0,9900	0,9220	0,6972	0,3514	0,1012	0,0152	0,0011	0,0001	—	—	—
15.......	0.9900	0,9212	0,6928	0,3442	0,0965	0,0139	0,0010	—	—	—	—

Valeurs de ρ *qui correspondent à* $P(\varepsilon, \rho) = 0,01$.

1....	82,00	4....	7,52	7....	5,91	10....	5,45	13....	5,23
2....	15,22	5....	6,68	8....	5,71	11....	5,36	14....	5,18
3....	9,34	6....	6,21	9....	5,56	12....	5,29	15....	5,14

RELATIVITÉ. — *Sur une hypothèse de Poincaré.*
Note (¹) de M. **J. Leroux.**

J'ai démontré que la transformation de Lorentz peut se ramener à une translation euclidienne, exprimée à l'aide d'un *temps commun*, et complétée par la définition de *temps relatifs*, afférents chacun à un système de référence (²). La considération simultanée de ces variables établit une liaison entre des théories en apparence différentes. On en trouve un exemple dans l'étude d'une hypothèse de Poincaré.

On sait que Poincaré, pour expliquer le résultat de l'expérience de Michelson, avait suggéré l'hypothèse d'une modification de l'éther dans le voisinage de la matière. En vertu de cette modification les ondes sphériques de la théorie de Lorentz étaient remplacées par des ellipsoïdes de révolution

---

(¹) Séance du 9 octobre 1920.

(²) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 394.

allongés. On peut représenter la loi de répartition des vitesses en portant, à partir d'une certaine origine, dans chaque direction, un vecteur figuratif de la vitesse correspondante. Le lieu des extrémités de ces vecteurs dans l'hypothèse de Poincaré est un ellipsoïde de révolution allongé. Si l'on passe, du premier système de référence S, à un autre système S′, déduit du premier par une translation rectiligne et uniforme, les formules de transformations des composantes de la vitesse sont analogues à celles d'un changement d'origine de coordonnées cartésiennes rectangulaires. Il en résulte que l'indicatrice des vitesses dans le système S′ peut être figurée par le même ellipsoïde de Poincaré rapporté à une autre origine. Ainsi, l'ellipsoïde restant fixe, à chaque système de référence correspond une origine spéciale et à chaque origine un système de référence défini.

On peut montrer qu'à chacun de ces systèmes on peut adjoindre une variable t satisfaisant à la condition imposée au *temps d'Einstein;* c'est-à-dire que si l'on calcule les vitesses à l'aide de la variable t, jouant le rôle du temps, les vitesses opposées sont toujours égales.

Désignons par u le temps commun. La loi de Poincaré pour un système S s'exprime par une relation quadratique homogène entre les différentielles du, dx, dy, dz :

$$F(du, dx, dy, dz) = 0. \tag{1}$$

Pour satisfaire à la condition indiquée, il suffit de prendre

$$dt = \alpha \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial (du)} \qquad (\alpha = \text{const.}). \tag{2}$$

L'équation (1) se ramène à la forme suivante :

$$k\,dt^2 - f(dx, dy, dz) = 0. \tag{3}$$

Le coefficient k désigne une constante et $f(dx, dy, dz)$ une nouvelle forme quadratique ne contenant plus que dx, dy, dz.

Enfin pour que cette forme simplement symétrique soit en outre isotrope il faut que la forme f se ramène, à un facteur près, au ds^2 euclidien. L'équation (3) prend alors la forme

$$c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = 0. \tag{4}$$

Mais cette condition d'isotropie n'est réalisée que si l'origine qui correspond au système S, dans l'indicatrice de Poincaré, coïncide avec l'un des foyers de l'ellipsoïde. Le nombre des solides de référence jouissant de cette

propriété se réduit donc à deux. La correspondance entre les deux systèmes de coordonnées et les temps relatifs s'exprime alors par les formules de Lorentz.

Inversement nous pouvons passer des formules de Lorentz à l'hypothèse de Poincaré.

Supposons qu'il existe deux systèmes de référence $S(x, y, z, t)$ et $S'(x', y', z', t')$ qui se correspondent par les formules de Lorentz avec conservation de la signification cartésienne des coordonnées de position. En employant les notations indiquées dans ma Note déjà citée, on fait correspondre à la transformation de Lorentz un temps commun u et une translation euclidienne :

$$cu = ct - x \operatorname{tang}\frac{\varphi}{2} = ct' + x' \operatorname{tang}\frac{\varphi}{2}, \tag{5}$$

$$x = x' + cu \operatorname{tang}\varphi. \tag{6}$$

Si la loi des vitesses pour le système S est exprimée par l'équation (4) en fonction du temps relatif t, la même loi, exprimée à l'aide du temps commun u, s'exprime par l'équation transformée

$$\left(c\,du + \operatorname{tang}\frac{\varphi}{2}\,dx\right)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = 0. \tag{7}$$

C'est la loi de Poincaré. L'origine relative au système S dans l'indicatrice est un foyer de l'ellipsoïde.

Les résultats déduits de la forme isotrope (4) sont évidemment applicables à la forme (7), pourvu que l'on remplace dans les calculs effectués la variable t par sa valeur tirée des formules (5). Mais il y a identité immédiate, sans substitution dans le cas des *phénomènes stationnaires* d'interférence, de réflexion et de réfraction. Les conditions mathématiques de ces phénomènes sont indépendantes du temps, et leur observation physique ne comporte aucun réglage de chronomètre.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la détermination rigoureuse des ondes permanentes périodiques d'ampleur finie.* Note de Mme **M. L. Dubreil-Jacotin**, présentée par M. Henri Villat.

Nous nous bornerons dans cette Note au cas de la profondeur infinie. Nous supposons que le mouvement peut être étudié comme mouvement à deux dimensions dans un plan vertical.

On connait depuis longtemps une solution rigoureuse de ce problème, l'onde de Gerstner, donnée en termes finis [1]. M. Levi-Civita, dans un mémoire fondamental [2], a démontré l'existence d'une onde irrotationnelle. Au moyen de la représentation conforme, M. Levi-Civita s'est ramené à la détermination d'une fonction analytique $\theta + i\tau$ dans le cercle de rayon 1 satisfaisant sur le cercle à $d\tau/d\sigma - pe^{-3\tau}\sin\theta = 0$. M. Levi-Civita a résolu ce problème en cherchant la solution sous la forme d'un développement en fonction d'un paramètre petit. Depuis, M. Lichtenstein [3] a exposé une solution de ce dernier problème par approximations successives en se ramenant aux équations intégrales non linéaires.

Je me propose d'indiquer brièvement dans cette Note une méthode qui m'a permis d'établir l'existence d'une infinité d'ondes comprenant comme cas particuliers les deux précédentes. Les démonstrations complètes paraîtront dans un autre Recueil.

Nous étudions le mouvement par rapport à des axes liés à l'onde, l'axe des x étant dans le niveau moyen dirigé en sens inverse de la propagation de l'onde, l'axe des y vertical descendant, l'origine sur la surface libre; nous prenons comme équation de celle-ci $\Psi = 0$, $\Psi =$ const. étant l'équation générale des lignes de courant. Le mouvement est permanent et Ψ est, comme l'on sait [4], solution de

$$\Delta\Psi = f(\Psi),$$

où f est arbitraire. Nous mettons la fonction f sous la forme

$$f(\Psi) = -le^{-\frac{4\pi\Psi}{\lambda c}} h(\Psi, l),$$

où l est le paramètre petit dont dépendent les ondes, c la vitesse de propagation, λ la longueur d'onde, et nous démontrons l'existence d'une onde pour toute fonction h assujettie seulement à être bornée dans le domaine $0 \leqq \Psi \leqq +\infty$, $0 \leqq l \leqq R$, à y être continue au sens de Hölder et analytique en l; conditions qui sont satisfaites pour l'onde irrotationnelle et pour l'onde de Gerstner d'ampleur assez petite.

Pour nous ramener à un domaine connu, nous prenons x et Ψ comme

---

(1) F. von Gerstner, *Abh. Kgl. Böhm. Ges. d. Wiss.*, 1, 1802, p. 301.

(2) T. Levi-Civita, *Math. Annal.*, 93, 1925, p. 264.

(3) L. Lichtenstein, *Vorlesungen über einige Klassen nichtlinearer Integralgle chungen und Integro-differentialgleichungen*, Berlin, 1931.

(4) Lamb, *Hydrodynamics*, Cambridge, 1930, p. 226.

variables, y comme inconnue et nous cherchons y sous la forme

$$y = \frac{\Psi}{c} + v(x, \Psi),$$

où v est petit ainsi que ses dérivées des deux premiers ordres (mais non infiniment petit). Un changement de variables nous ramène à résoudre, dans le cercle de rayon 1, l'équation

$$\Delta v = l \mathrm{H}\left(\sqrt{x^2+y^2}, l\right) + \mathrm{F}\left(v, \frac{\partial v}{\partial x}, \ldots, \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}, x, y, l\right),$$

où F est du deuxième ordre en l, v et ses dérivées avec, sur le cercle, la condition

$$\frac{\partial v^\star}{\partial n} + p v^\star - \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\partial v^\star}{\partial n} d\sigma = \Phi\left(v^\star, \frac{\partial v^\star}{\partial n}, \frac{\partial v^\star}{\partial \sigma}\right)$$

(où Φ est du deuxième ordre en $v^\star$, $\partial v^\star / \partial n$, $\partial v^\star / \partial \sigma$ et où $p = \lambda g / 2\pi c^2$) obtenue en transformant, par la méthode indiquée, la condition exprimant que la pression est constante sur la surface libre. Ce problème se ramène à la recherche simultanée d'une fonction harmonique V et d'une fonction ω liées par les relations suivantes dans lesquelles $\mathrm{U}^\star$ désigne la valeur de $d\mathrm{V}/dn$ sur le cercle.

$$\omega = -\frac{1}{2\pi}\int\int \mathrm{F}'\left(\mathrm{V}, \omega, \ldots, \frac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial \eta^2}, \frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2}, \xi, \eta, l\right) \log\frac{1}{r}\, d\xi\, d\eta,$$

$$\mathrm{U}^\star - \frac{p}{\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{U}^\star \log\frac{1}{r}\, d\sigma = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\partial \omega^\star}{\partial n} d\sigma - \frac{\partial \omega^\star}{\partial n} - p\,\omega^\star + \Phi'\left(\mathrm{V}^\star, \omega^\star, \mathrm{U}^\star, \ldots, \frac{\partial \omega^\star}{\partial s}, s, l\right),$$

où F′ et Φ' sont du deuxième ordre. Ce dernier problème relève de la théorie de Schmidt. Les majorations nécessaires se font grâce aux théorèmes de Korn relatifs aux potentiels et le problème se traite par une méthode d'approximations successives analogue à celle utilisée par M. Lichtenstein.

En première approximation on trouve p entier. En se limitant à l'onde fondamentale, on pose $p = 1 - \varkappa$, $\varkappa$ étant petit. On est alors dans le cas de ramification, ce qui introduit les deux paramètres

$$r_1 = \int_0^{2\pi} \mathrm{U}^\star \cos s\, ds, \qquad r_2 = \int_0^{2\pi} \mathrm{U}^\star \sin s\, ds.$$

Mais on peut démontrer *a priori* que la solution est nécessairement symétrique et que les deux équations de ramification se réduisent à une. L'onde est alors définie par la valeur d'un paramètre unique $l = r_1 \cos\varphi + r_2 \sin\varphi$,

où φ fixe les axes de symétrie (verticales des creux et des crêtes), et se détermine univoquement (à π près) par la condition à l'origine : $v(0) = 0$. Enfin la discussion de l'équation de ramification montre que $\varkappa$ se détermine univoquement en fonction de l.

AVIATION. — *Sur la possibilité de décollage et d'atterrissage des avions à l'aide d'une fusée.* Note de M. **Gustave André Mokrzycki**, présentée par M. L. Lecornu.

1. *Dispositif.* — Imaginons une fusée placée sur un avion, de telle façon que la réaction dynamique R de la fusée, dirigée verticalement vers le haut, passe par le centre de gravité de l'avion. Pour simplifier le cas, admettons que la fusée donne pendant un temps t une force $R = \text{const.}$ qui s'oppose au poids P de l'avion. Comme il s'agit seulement d'une force, la question du rendement est peu importante. La grandeur de la réaction est

$$R = \frac{Q}{g} c, \tag{1}$$

où Q est le poids d'explosif brûlé durant une seconde, et c la vitesse d'écoulement du gaz. Si nous admettons $c = 1500$ m/sec (on peut même réaliser des vitesses plus grandes) pour obtenir la réaction de grandeur $R_1 = 1^{\text{kg}}$, il faut brûler dans une seconde $q = 1/150^{\text{kg}}$ d'explosif. La réalisation pratique et la sécurité d'emploi d'une fusée à bord d'un avion restent à étudier.

2. *Atterrissage.* — Avec $R < P$, on peut diminuer la vitesse d'atterrissage selon la formule connue :

$$v_a = 4\sqrt{\frac{(P - R)}{S c_{z\,\text{max}}}} \tag{2}$$

(S surface portante, $c_{z\,\text{max}}$ coefficient de la portance). Au cas où $R = P$, on peut atterrir verticalement.

Pour fixer les idées, prenons un avion dont le poids soit $P = 900^{\text{kg}}$ et soit 10 secondes la durée de la manœuvre d'atterrissage. Pour créer une force $R = 450^{\text{kg}}$ (ce qui réduit la vitesse 1,4 fois), il faut brûler $Q_e \approx \frac{450 . 10}{150} \approx 30^{\text{kg}}$ d'explosif, poids tout à fait réalisable.

3. *Décollage.* — Ici il faut réaliser $R > P$. La fusée pousse durant

t secondes l'avion à la hauteur z_1. La réaction brusquement disparue, l'avion va encore monter sur une hauteur z_2, alors sa vitesse selon la verticale devient nulle. En somme la hauteur sera $Z = z_1 + z_2$. La résistance de l'air étant représentée par kv^2, l'équation du mouvement s'écrit

$$(3) \qquad \frac{P}{g}\frac{dv}{dt} = R - P - kv^2$$

[durant la deuxième période il faut poser en (3) $R = 0$].

On peut admettre pour des petites hauteurs $k =$ const. et pour un petit poids de la fusée $P =$ const. En intégrant on trouve alors pour la hauteur de décollage :

$$(4) \qquad Z = z_1 + z_2 = \frac{P}{2gk} L \left\{ 1 + \frac{R}{P} \operatorname{sh}^2 \left[t \frac{g}{P} \sqrt{k(R-Q)} \right] \right\}.$$

Si nous négligeons en première approximation la résistance de l'air, nous avons

$$(4a) \qquad Z \approx \frac{1}{2} g t^2 \left(\frac{R^2 - RP}{P^2} \right).$$

En posant $R = \alpha P$, (4a) peut s'écrire

$$(4b) \qquad Z \approx \frac{1}{2} g t^2 \alpha (\alpha - 1).$$

Prenons le même exemple : un avion du poids $P = 900^{kg}$; soit $R = 2P$, ce qui donne une accélération ascendante égale à g. Admettons $Z = 150^m$. On tire de (4b) : $t \approx 4$ secondes. L'explosif brûlé est

$$Q_e = R t q = \frac{1800.4}{150} = 48^{kg},$$

poids facilement réalisable.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Propagations très générales indifféremment ondulatoires ou corpusculaires.* Note [1] de M. A. **Buhl.**

Tous les adeptes de la Physique théorique considèrent aujourd'hui que les équations fondamentales de cette science proviennent de l'évanouissement de divergences ordinaires ou généralisées. Je me propose de montrer que la conception de propagations, à la fois ondulatoires et corpusculaires, n'est qu'une transformation, de nature intégrale, de la conception

---

[1] Séance du 9 octobre 1933.

différentielle précédente. Bien entendu, rien ne permet d'affirmer que les propagations considérées ont toujours une réalité physique. Ce peuvent être de simples schèmes s'adjoignant à l'étude de phénomènes très variés; ces adjonctions virtuelles sont fréquentes en Mécanique ondulatoire.

Soit, aussi simplement que possible, la divergence ordinaire à trois variables

$$F_x + G_y + H_z = 0, \tag{1}$$

avec F, G, H fonctions de x, y, z, u, v, ... et des dérivées partielles, en x, y, z, de u, v, ..., dérivées considérées jusqu'à un ordre quelconque. On crée ainsi, en (1), des types extrêmement généraux d'équations aux dérivées partielles, à une ou plusieurs fonctions inconnues u, v, ... et d'ordre quelconque. Posons maintenant

$$\left\{\begin{array}{l} F = A(P, Q)(P_y Q_z - P_z Q_y), \\ G = A(P, Q)(P_z Q_x - P_x Q_z), \\ H = A(P, Q)(P_x Q_y - P_y Q_x) \end{array}\right. \tag{2}$$

avec P et Q intégrales distinctes de l'équation

$$F\frac{\partial\theta}{\partial x} + G\frac{\partial\theta}{\partial y} + H\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0. \tag{3}$$

D'après (1) et la formule de Green, l'intégrale

$$\iint_\sigma \begin{vmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ P_x & P_y & P_z \\ Q_x & Q_y & Q_z \end{vmatrix} A(P, Q)\, d\sigma \tag{4}$$

est invariante pour toutes les cloisons σ en projections canales les unes des autres dans l'espace à canaux défini par les fonctions P et Q. D'autre part nous savons [1] que, dans un tel espace, une propagation, à partir d'une cloison S d'équation $\Phi(X, Y, Z) = 0$, peut correspondre aux fonctions Φ les plus générales, satisfaisant à l'équation

$$\frac{1}{\Theta\sqrt{\Phi_X^2 + \Phi_Y^2 + \Phi_Z^2}} \begin{vmatrix} \Phi_X & \Phi_Y & \Phi_Z \\ P_X & P_Y & P_Z \\ Q_X & Q_Y & Q_Z \end{vmatrix} = \left\{\begin{array}{l} \Delta\ (X, Y, Z), \\ \Delta_1(\Phi, P, Q), \\ \Delta_1(0, P, Q) \text{ sur S.} \end{array}\right. \tag{5}$$

---

[1] A. Buhl, *Structures analytiques et Théories physiques* (*Mém. des Sc. physiques*, fasc. 22, 1933, p. 52).

Multiplions (5) par $\Gamma(P, Q)$, ce qui modifie, si l'on veut, le facteur densitaire $\Theta(X, Y, Z)$. Alors, dans l'espace à canaux considéré (cf. *loc. cit.*)

$$(6)\qquad \iint_S \frac{\Theta}{\Gamma}\,dS = \iint_\sigma \begin{vmatrix} \alpha & \beta & \gamma \\ P_x & P_y & P_z \\ Q_x & Q_y & Q_z \end{vmatrix} \frac{d\sigma}{\Gamma(P, Q)\,\Delta_1(o, P, Q)}.$$

Les seconds membres de (4) et (6) sont immédiatement identifiables, par le choix de Γ, ce qui établit les résultats annoncés. L'intégrale (6), en dS, se propage, dans l'espace à canaux, sur des cloisons S non forcément raccordées de canal à canal contigu, d'où l'émiettement corpusculaire pouvant naître du front d'onde et réciproquement.

Comme application particulière mais très importante, prenons

$$F = uv_x - vu_x, \qquad G = uv_y - vu_y, \qquad H = uv_z - vu_z.$$

Alors (1) peut s'écrire, Δ désignant maintenant un laplacien,

$$(7)\qquad \frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta v}{v} = f(x, y, z).$$

On voit que u et v sont deux solutions d'une même équation de Schrödinger.

On peut aussi remplacer (7) par

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho\lambda) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho\mu) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\nu) = 0$$

avec

$$\rho = uv, \qquad \lambda, \mu, \nu = \frac{\partial}{\partial(x, y, z)} \log\frac{v}{u},$$

et (3) s'écrit

$$\lambda\frac{\partial\theta}{\partial x} + \mu\frac{\partial\theta}{\partial y} + \nu\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0.$$

Ceci donne pour λ, μ, ν des interprétations beaucoup moins étudiées que celles concernant ρ. Une propagation canale correspond au rapport de deux solutions quelconques d'une équation de Schrödinger.

PHYSIQUE INDUSTRIELLE. — *Le dégazage fractionné des eaux chaude et froide dans le procédé Claude-Boucherot.* Note [1] de M. **P. Chambadal**, présentée par M. J. Rey [2].

Parmi les nombreuses objections techniques qui ont été formulées contre les possibilités de réalisation du procédé Claude-Boucherot, et auxquelles l'expérience a apporté des démentis incontestables, figure en premier lieu la difficulté de réaliser un vide poussé au condenseur de la turbine à très basse pression, sans que la puissance absorbée par l'extracteur d'air dépasse les limites acceptables.

Conformément à la loi de Henry, le *facteur de solubilité*, qui est défini par le rapport de la masse d'air contenue dans l'unité de volume de la solution, à la masse d'air contenue dans l'unité de volume du mélange d'air et de vapeur surmontant l'eau, dépend uniquement de la température du système, et est indépendant de la pression partielle de l'air non dissous. En admettant pour les températures des eaux chaude et froide les valeurs respectives de 28° et de 10°, le débit d'eau chaude, ainsi que celui d'eau froide, étant de 10 m^3/kW-h, la température régnant au condenseur sera de 13°. Dans ces conditions, les poids d'air dissous dans les eaux chaude et froide sont respectivement de 0,217 et de 0,297 kg/kW-h.

La pression totale du mélange d'air et de vapeur se trouvant au condenseur sera admise égale à 14^{mm} Hg, ou 0,019 kg/cm^2; mais la puissance absorbée par l'extraction de l'air sera calculée en supposant que la pression d'aspiration de l'extracteur soit la pression partielle de l'air, laquelle, dans les conditions admises, est de 0,0037 kg/cm^2. Dans l'hypothèse du dégazage total des eaux chaude et froide, on trouve que la puissance absorbée par la compression isothermique de l'air dissous atteint 6,59 pour 100 de la puissance totale disponible aux bornes de l'alternateur :

$$W = (0,217 + 0,297) \times \frac{29,27 \times 286}{75 \times 3600} \times 0,736 \times \ln \frac{1,0334}{0,0037} = 0,0659 \text{ kg/kW-h}.$$

Bien que l'expérience ait prouvé que le vide au condenseur d'une installation Claude-Boucherot peut être réalisé avec un rendement acceptable

---

[1] Séance du 9 octobre 1933.

[2] L'idée du dégazage fractionné, due à M. Georges Claude, a été indiquée dans ses Notes à l'Académie des Sciences, les 14 novembre 1927 et 23 mai 1932.

(ceci grâce à l'emploi d'un extracteur centrifuge multicellulaire), on a toujours intérêt à examiner si la puissance théorique, calculée ci-dessus, ne pourrait pas être réduite en aspirant l'air non seulement au condenseur, mais aussi à l'amont de celui-ci, c'est-à-dire en un point quelconque de la colonne barométrique qui l'alimente.

Désignons la température absolue et la pression partielle de l'air à la base de la colonne barométrique par T_1 et p_1, le poids d'air dissous à cette pression, dans 1^{kg} d'eau, par a_1, et la pression du dégazage préalable par p. La pression partielle de l'air au condenseur et sa température absolue seront désignées respectivement par p_0 et T_0. En appliquant la loi de Henry, la puissance isothermique absorbée par le dégazage total sera donnée par l'expression :

$$W = k_1(p_1 - p) \ln \frac{p_1}{p} + k_0 p,$$

où

$$k_1 = \frac{a_1}{p_1} RT_1 \qquad \text{et} \qquad k_0 = \frac{a_1}{p_1} RT_0 \ln \frac{p_1}{p_0}.$$

En annulant la dérivée dW/dp, on obtient une équation où la seule inconnue est la pression optima p :

$$\ln p + \frac{p_1}{p} = \ln p_1 - 1 - \frac{k_0}{k_1}.$$

On trouve ainsi, pour le dégazage de l'eau froide, $W = 0{,}0162$ kW, et, pour celui de l'eau chaude, $W = 0{,}0123$ kW. La puissance isothermique totale absorbée dans l'hypothèse d'un seul dégazage préalable des eaux chaude et froide représente donc 2,85 pour 100 de la puissance disponible. La présence du dégazeur préalable abaisse la puissance absorbée de 57 pour 100.

La limite inférieure de la puissance absorbée sera atteinte dans le cas d'un nombre de dégazeurs infini, absorbant chacun une puissance élémentaire donnée par

$$dW = k_1 \ln \frac{p_1}{p} dp.$$

La puissance isothermique absorbée par le dégazage de chaque colonne barométrique sera donc exprimée par

$$W = k_1 \int_{p_0}^{p_1} \ln \frac{p_1}{p} dp = k_1 \left(p_1 - p_0 - p_0 \ln \frac{p_1}{p_0}\right).$$

Pour satisfaire à l'hypothèse du dégazage total, on doit ajouter à cette puissance celle absorbée par l'extraction de l'air restant au condenseur et donnée par $k_0 p_0$ [en négligeant la différence entre les températures T_0 et T_1, la valeur de la puissance totale absorbée serait exprimée par $(p_1 - p_0)k_1$]. En effectuant le calcul, on trouve pour la puissance totale absorbée par le dégazage des eaux chaude et froide la valeur de 1,19 pour 100 de la puissance disponible, ou environ 18 pour 100 de celle correspondant au cas d'une installation fonctionnant sans dégazage préalable.

Les résultats obtenus pour $n=0$, $n=1$ et $n=\infty$ (n étant le nombre de dégazeurs préalables) peuvent être exprimés par la formule

$$W = 0,0119 + \frac{0,024}{0,444 + n}.$$

Cette expression montre que le gain de puissance réalisable grâce à l'accroissement du nombre de dégazeurs diminue rapidement lorsque n augmente, de sorte que pratiquement il est peu intéressant de dépasser pour n la valeur de 2.

Observations sur la Communication précédente, par M. **Georges Claude**.

Le procédé d'extraction des gaz dissous en une ou plusieurs fractions vers le niveau supérieur des colonnes barométriques a non seulement pour avantage de réduire la dépense d'énergie nécessaire à cette extraction, mais encore de diminuer dans une mesure énorme le volume de vapeur d'eau qu'entraîneraient ces gaz (soit plusieurs fois leur propre volume) s'ils étaient extraits du condenseur sous une pression absolue voisine de $0^{atm},01$.

Ce procédé a été appliqué sur ma demande et suivant mes indications dans l'extracteur d'air que j'ai commandé à la Maison Rateau et dont j'ai constaté les excellents résultats dans ma Note du 23 mai 1932.

J'ajoute que c'est cet appareil qui sera utilisé dans l'installation de l'usine Claude-Boucherot sur bateau actuellement en montage (voir ma Note du 4 septembre 1933).

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la théorie de la diffusion des électrons de hauts voltages.* Note de M. **Jacques Winter**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une étude récente [1], nous avons donné une méthode de calcul pour évaluer la distribution angulaire des flux électroniques diffusés par un corps perturbateur limité, ayant la symétrie sphérique. Nous avons appliqué cette méthode au cas des électrons très rapides : nous avons supposé le produit kr (k quantité de mouvement des électrons incidents, r rayon de l'atome diffuseur) assez grand pour que nous puissions appliquer les formules asymptotiques pour les fonctions de Bessel et les fonctions R qui représentent l'onde réfractée dans le corps diffuseur [2]. Pour les indices $n < \sqrt{kr}$, les formules asymptotiques usuelles sont valables, et l'on a pour les déphasages

$$\delta_n = \frac{z}{ka}\left\{\log 2kr - \frac{\Gamma'(n+1)}{\Gamma(n+1)}\right\} \tag{1}$$

(a rayon de la première orbite de Bohr).

Pour $n > \sqrt{kr}$, il faut employer d'autres formules asymptotiques, obtenues par la méthode de col. On trouve pour $\sqrt{kr} < n < kr$:

$$\delta_n = \frac{z}{ka}\log\frac{1+\sqrt{1-\xi^2}}{\xi} \qquad \text{avec} \qquad \xi = \frac{n}{kr}$$

et pour $n > kr$, on trouve $\delta_n = 0$.

Si l'on porte ces valeurs dans l'expression rigoureuse du flux diffusé, on trouve (avec les unités de Hartree), si l'on admet que k est assez grand pour que l'on puisse assimiler $(\sin\delta_n - \delta_{n'})$ avec $(\delta_n - \delta_{n'})$ pour tous les n et n' :

$$\Phi_{\theta_1}^{\theta_2} = \frac{4\pi z^2}{k^4}\int_{\theta_1}^{\theta_2}\left[\sum_{n=0}^{kr}(2n+1)\,\delta'_n\,P_n(\cos\theta)\right]^2 \sin\theta\, d\theta$$

(z nombre atomique, on calcule le flux diffusé entre des cônes dont le sommet est au centre de l'atome diffuseur, l'axe suivant la direction de

---

(1) *Journal de Physique*, VII, 4, juin 1933, p. 316, et *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1299.

(2) Le corps diffuseur sera représenté par un champ coulombien z/r, que l'on supposera s'arrêter brusquement sur la sphère $r = a$, par suite de l'influence des charges périphériques de l'atome.

propagation des électrons, et les angles au sommet $2\theta_1$ et $2\theta_2$). On a supposé $r = a$ et $\delta_n = (z/ka)\,\delta'_n$.

On démontre par application de la transformation d'Abel, et en utilisant la formule de Heine [1] pour le développement en polynomes de Legendre de fonctions de la forme $1/t - z$,

$$\frac{1}{t - z} = \sum_{n=0}^{\infty} (2n + 1)\,P_n(z)\,Q_n(t)$$

[$Q_n(t)$ est la $n^{\text{ième}}$ fonction de Legendre de deuxième espèce], que

$$\sum_{n=0}^{\infty} (2n + 1)\,\delta'_n\,P_n(\cos\theta) = \frac{2}{1 - \cos\theta}$$

pour toutes valeurs de θ différentes de 0 et π. Cette égalité est valable asymptotiquement pour les grandes valeurs de kr.

Conclusion. — Nous retrouvons donc, pour les grandes valeurs de kr, la formule de la méthode de Born. Elle est valable asymptotiquement et sera d'autant plus exacte : 1° qu'on pourra appliquer la formule (1) à un plus grand nombre d'indices n; 2° que l'erreur due à l'application de la formule (1) pour un indice n déterminé sera plus petite.

Si l'on avait posé $r = ca$, c constante quelconque, la forme limite du flux diffusé eût été la même.

SPECTROSCOPIE. — *Étude des spectres d'absorption de dérivés benzéniques vers $1^{\mu},0$ à l'aide d'un spectromètre enregistreur.* Note de MM. **R. Freymann** et **A. Naherniac**, présentée par M. A. Cotton.

La présente étude a été faite à l'aide d'un spectromètre pour la région $0^{\mu},8$-$1^{\mu},2$ décrit par l'un de nous [2], spectromètre auquel nous avons adapté un dispositif enregistreur utilisant le principe employé par M. J. Lecomte [3].

Rappelons que ce spectromètre utilise comme récepteur une cellule photorésistante à l'oxysulfure de thallium, en liaison avec un amplificateur à triodes et un galvanomètre; le système dispersif est un réseau (mobile par rapport à un cercle divisé).

---

(1) La formule de Heine n'est pas valable pour $t = 1$, mais en lui appliquant la transformation d'Abel, on peut l'étendre à ce cas.

(2) R. Freymann, *Comptes rendus*, 193, 1931, p. 656, et *Ann. Phys.*, 20, 1933, p. 243.

(3) J. Lecomte, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1011.

L'enregistrement s'effectue grâce à un système de trois miroirs permettant d'obtenir le déplacement simultané suivant deux directions perpendiculaires d'un spot lumineux sur un papier photographique vertical et fixe (¹). L'appareil permet donc de tracer sur ce papier la courbe transmission (ordonnée) longueur d'onde (abscisse); il est étalonné à l'aide de la raie 10140 Å du mercure en appliquant les formules des réseaux.

L'enregistreur ainsi réalisé permet des mesures beaucoup plus commodes et plus rapides que le dispositif non automatique; par ailleurs, on peut déceler dans le spectre des détails qui autrement échapperaient aux investigations.

C'est ainsi que nous avons remarqué dans le spectre du benzène à l'état liquide sous 5^{cm} d'épaisseur une bande faible vers $1^{\mu},0$ qui n'avait pas encore été signalée et qui présente une structure complexe; en étudiant le benzène sous de plus grandes épaisseurs (20^{cm}, 30 et 70^{cm}) nous avons pu étudier la structure de cette bande et mesurer les composantes indiquées dans le tableau I; on y a également noté les bandes semblables observées pour divers dérivés du benzène.

Tableau I.

C^6H^6	9347 ?	9425 ?	9523 f	9569 f	9653	9731 s	9783 i	9881 s
	9932 i	10055 s	10123 s	**10220**	10270 s	10373 i	10432 s	**10593**
	10756 f							
C^6H^5I	9366 ?	9471 ?	9614 ?	9731 f	9796	9867	9959	10147 s
	10189	10276 ?	10432 f	**10542**	10574 s			
C^6H^5Br	9445 ?	9560 f	9698 ?	9786 f	9848 f	9939 f	10122 s	**10160**
	10189	10282 ?	10347	**10520**	10825 ?			
C^6H^5Cl	9340 ?	9445 ?	9569 f	9595 ?	9770 f	9829 f	9930	10086 s
	10139	10256 f	10360 ?	10386 ?	**10503**			
$C^6H^5NO^2$	9601	9718 ?	9757	9874 f	**10067**	10141 s	10237 f	**10419**
$C^6H^5CH^3$	9320 f	9640 ?	9783 f	9835 ?	9997	10116 s	**10171**	10263 s
	10458 f	**10626**						

i = bande intense; s = bande satellite; f = bande faible; ? = bande très faible.
Les bandes très intenses sont en chiffres gras.

De ces mesures nous tirons deux conclusions :

I. Le spectre d'absorption proche infrarouge du benzène semble présenter un double aspect :

1° Des bandes *très intenses* (CH =) à $0^{\mu},87$ et $1^{\mu},14$ environ, étudiées antérieurement (²), semblent correspondre aux bandes, vers $0^{\mu},9$ et $1^{\mu},2$ des

(¹) J. Lecomte, *loc. cit.*

(²) R. Freymann, *loc. cit.*

carbures saturés, mais sont *déplacées* par rapport à elles du fait de *l'existence des doubles liaisons* dans la molécule (1); notons également les bandes de $1^{\mu},09$ et $1^{\mu},11$ (C = C que l'on retrouve dans $Cl^2C = CCl^2$);

2° Une bande *faible* à $1^{\mu},0$ du benzène est analogue à la bande intense de $1^{\mu},0$ des composés saturés comme le montre la comparaison des tableaux I et II; cette bande ne peut être attribuée ni à C — C ni à C = C (car elle n'apparaît ni pour $Cl^3C — CCl^3$ ni pour $Cl^2C = C — Cl^2$), mais à la liaison entre C et H.

Tableau II.

$CHCl^3$	9887?	**10160**	10354?	10600 s	**10665**	11051 f	
CH^2Cl^2	9595 f	9666 f	9705 s	9855?	9894	9994	10036 f
	10104 f	10160 s	**10213**	10295 s	10439 s	**10497**	10587?
	10632	10762	10909 f				
CH^3OH	9790?	9913?	10010?	**10073**	10153 s	10237 s	10425 s
	10497 s	**10697**					
C^6H^{12}	9974 f	10076 f	10172 f	10196 f	10306 s	**10347**	10386 s
	10452 s	10581	10665 f	10776 f	10851?	**10966**	11114?

Ces observations dans le proche infrarouge du spectre du benzène sont à rapprocher de celle d'une bande faible vers $3^{\mu},4$ par B. Barnes (1), et de l'existence d'une raie Raman à 2947 cm^{-1} signalée par divers auteurs [Kohlrausch (2); Bourguel (3), qui croyait à la possibilité de l'existence de deux benzènes].

II. Dans une publication antérieure (4) l'un de nous a montré que l'introduction de groupements électronégatifs amène un déplacement des bandes de $0^{\mu},87$ et $1^{\mu},14$ vers les courtes longueurs d'onde; le tableau I montre que ces observations sont confirmées par l'étude de la bande faible de $1^{\mu},0$ pour les groupements étudiés I, Br, Cl, NO^2 (longueurs d'onde en chiffres gras). Le spectre infrarouge du benzène et de ses dérivés sera étudié d'une façon plus détaillée dans un autre Recueil.

OPTIQUE. — *Sur un interféromètre à faisceaux polarisés.* Note de M. A. Dufour, présentée par M. A. Cotton.

Je me suis proposé d'établir un interféromètre appartenant à la classe des interféromètres à deux ondes, à faisceaux interférents superposés et à par-

---

(1) *Phys. Rev.*, **35**, 1930, p. 1524, et **36**, 1930, p. 296.

(2) *Der Smekal Raman Effekt* (J. Springer, Berlin, 1931).

(3) *Bull. Soc. ch.*, **53**, 1933, p. 502.

(4) R. Freymann, *loc. cit.*

cours inverses, qui permette de mesurer avec quelque précision les faibles retards optiques.

J'ai utilisé à cet effet un principe indiqué par M. A. Cotton [1]. Au lieu de pointer des franges, on s'arrange de façon que la différence de marche à mesurer produise un changement de forme d'une vibration monochromatique qui, de rectiligne, devient plus ou moins elliptique. Mais au lieu de déterminer les paramètres de l'ellipse obtenue pour en déduire la différence de marche cherchée, il m'a paru plus commode de n'utiliser, ainsi qu'on le fait parfois, l'interféromètre que comme appareil de zéro, et de compenser, par un compensateur convenable, la faible différence de marche étudiée. Toutefois l'emploi d'un analyseur à pénombre est indiqué afin de pouvoir s'assurer de l'exactitude de la compensation attendue.

Voici quelques indications sur la constitution de cet appareil. Il ressemble aux interféromètres à deux ondes et à faisceaux inverses superposés, et il comprend comme eux les éléments suivants : collimateur réglé sur l'infini, séparateur pour l'obtention des faisceaux interférents, miroirs plans (ici en nombre pair) et enfin viseur pour l'observation des franges.

Mais, pour tirer tout le bénéfice de l'emploi de lumière polarisée, j'ai introduit dans le montage de cet interféromètre les dispositions suivantes. Tout d'abord le séparateur, au lieu d'être comme d'ordinaire formé d'une simple glace ou d'un double prisme en verre, est constitué par l'ensemble de deux prismes de spath d'Islande identiques entre eux, dont les arêtes sont parallèles à l'axe du cristal, et qui sont accolés l'un à l'autre sur une de leurs faces avec interposition d'un liquide convenable, tout en restant pourtant réglables l'un par rapport à l'autre. En outre, afin de compenser une fois pour toutes l'action retardatrice du séparateur précédent sur les deux faisceaux interférents, une lame épaisse de spath est placée sur le trajet des faisceaux; cette lame, d'épaisseur convenable, a ses faces parallèles à son axe optique, et sa section principale est croisée avec celle du séparateur. Enfin le compensateur à retard variable au gré de l'opérateur et qui permet d'utiliser l'interféromètre comme appareil de zéro, est réalisé ici soit à l'aide d'un condensateur à phénomène de Kerr, soit par un bloc de verre plus ou moins comprimé.

La marche des rayons est la suivante. Le faisceau de rayons monochro-

---

[1] *Comptes rendus*, **152**, 1911, p. 131. Nous avions, M. Cotton et moi, fait déjà en 1914 un essai d'application de ce principe. Voir *Notice sur les travaux scientifiques de M. A. Cotton*, 1923, p. 78.

matique incident issu du collimateur traverse un polariseur, puis pénètre dans le séparateur. Celui-ci est construit de manière que le faisceau ordinaire subisse dans le premier prisme la réflexion totale sur la face d'accolement, tandis que le faisceau extraordinaire traverse en ligne droite le séparateur entier sans y subir de modification sensible. On obtient donc à la sortie du séparateur deux faisceaux de directions différentes et respectivement polarisés dans des plans rectangulaires entre eux. Ces faisceaux cheminent dans l'interféromètre, l'un dans le sens sinistrorsum, l'autre dans le sens dextrorsum, en restant superposés sur tout leurs parcours si un premier réglage est supposé effectué, puis reviennent au séparateur. Ainsi qu'à l'aller, le séparateur laisse passer en ligne droite au retour le faisceau extraordinaire sans le modifier, tandis que le faisceau ordinaire subit la réflexion totale sur la face d'accolement, mais cette fois dans le second prisme. Les deux faisceaux qui sortent définitivement de ce séparateur sont polarisés à angle droit l'un de l'autre, cheminent dans le même sens et peuvent interférer si un second réglage est supposé effectué. Des franges sont alors visibles dans la lunette d'observation si elle est mise au point sur l'infini et si elle est munie d'un analyseur.

Avec l'appareil actuellement réalisé, la précision atteinte ne dépasse pas le 1/40e de frange. Cette faible sensibilité résulte des défauts de construction des surfaces optiques utilisées. Il est vraisemblable que cette sensibilité pourrait être accrue notablement en corrigeant les défauts précédents par des retouches locales de construction agissant sur la planéité et le parallélisme des faces, tant du séparateur que de la lame compensatrice. Mais ce qui fait l'intérêt de ce montage, c'est qu'il peut se prêter en outre à l'application d'une méthode particulière de correction fournissant, cette fois à l'observateur même, le moyen d'effectuer des retouches locales approximatives dans la constitution des faisceaux interférents.

EFFET RAMAN. — *Sur l'effet Raman de l'acide nitrique seul ou en solution.* Note de MM. **L. Médard** et **H. Volkringer**, présentée par M. Ch. Fabry.

I. *Acide concentré.* — Le spectre Raman de l'acide nitrique très concentré n'a été étudié jusqu'ici que par Dadieu et Kohlrausch (1); nous

(1) Dadieu et Kohlrausch, *Naturwissenschaften*, 19, 1931, p. 690.

avons pris des spectres d'acide aussi concentré que possible (99,8 pour 100) en ayant soin d'opérer sur des échantillons fraîchement préparés, ce qui a donné le spectre suivant :

Raies Raman.		Raies excitatrices de l'arc au mercure.	Fréquences caracté-ristiques	
λ en Å dans l'air.	Nombre d'ondes par cm.	Nombre d'ondes par cm.	en cm^{-1}.	Intensité et aspect.
4149,5	24099,5	24712,5	613	Faible
4159,9	24039,0	»	673	Moyenne
4203,8	23787,8	»	923	Forte
4270,1	23418,7	»	1293	Forte
4477,3	22334,8	22944,5	610	Assez forte
4490,6	22268,7	»	676	Forte
4540,6	22023,5	»	921	Très forte, large
4567,0	21896,2	»	1048	Très faible
4578,5	21841,2	»	1103	Très faible
4619,2	21648,7	»	1296	Très forte, très large
4671,3	21407,2	»	1537	Faible, étroite
4702,4	21625,6	»	1679	Forte, large

On en tire pour fréquences caractéristiques les valeurs moyennes suivantes, rapprochées de celles de Dadieu et Kohlrausch :

	n_1.	n_2.	n_3.	n_4.	n_5.	n_6.	n_7.	n_8.	
M. V.........	612	674	922	1048	1103	1295	1537	1679	–
D. K.........	607	667	916	–	–	1292	–	1665–1687	3420

L'accord est bon pour les fréquences n_1, n_2, n_3 et n_6. Là où nous n'avons pu voir qu'une fréquence large $n_8 = 1679$ environ, Dadieu et Kohlrausch ont indiqué deux fréquences rapprochées (1665 et 1687); ceci s'expliquerait très simplement au cas où le spectrographe de ces auteurs serait plus dispersif que le nôtre, dont la dispersion, autour de 4700 Å est de 26 Å par millimètre; la même supposition permet de comprendre que les fréquences de faible intensité n_4, n_5 et n_7 apparaissent sur nos clichés. Par contre aucun de nos clichés, même obtenu par pose très prolongée et en arrêtant par un verre filtrant dans la lumière excitatrice les radiations de λ supérieures à 4500, ne nous a montré de bande vers 3420 cm^{-1}.

II. *Solutions aqueuses.* — Les fréquences observées varient comme suit :

Concentration en NO^3H pour 100.	n_1.	n_2.	n_2.	n_4.	n_5.	n_6.	n_7.	n_8.
99,8	611	674	922	1048	1103	1295	1537	1679
95	613	678	923	1048	–	1300	1537	1679
89,8	620	681	932	1052	–	1306	v	1676
85,2	630	690	943	1055	–	1310	v	1690
64	642	693	957	1053	1124	1308	–	1686
52,1	657	702	969	1053	1128	1315	–	v
30,2	–	718	990	1053	–	–	–	
24,5	–	717	–	1053	–	–	–	
17,6	–	726	–	1053	–	–	–	–
6,3	–	v	–	1055	–	–	–	–

Nota. — La lettre v indique que la raie correspondante est visible sur les clichés, mais que son intensité est beaucoup trop faible pour se prêter à une bonne mesure.

Les erreurs accidentelles (estimées à $\pm 5^{cm-1}$) qui peuvent affecter ces valeurs n'empêchent pas de constater que la dilution a pour effet d'augmenter les valeurs des n, la variation atteignant 70^{cm-1} pour n_3; l'affirmation de Woodward [1], que la dilution agit seulement sur l'intensité des raies mais non sur leur position, n'est donc vraie qu'en première approximation. Les variations d'intensité des raies dans l'intervalle de concentration allant de 0 à 64 pour 100 concordent avec les résultats de Rao [2]; de 64 à 99,8 pour 100, on constate que n_1, n_2, n_3, n_6, n_7 et n_8 augmentent d'intensité contrairement à n_4 (fréquence inactive de l'ion NO^3), dont l'intensité diminue rapidement; pour n_5, raie très faible [3], la variation est difficilement appréciable.

En outre, dans les solutions à moins de 52 pour 100 de NO^3H, la bande de l'eau vers 3400 apparaît; aux concentrations comprises entre 15 et 30 pour 100, cette bande se dédouble nettement comme d'autres auteurs l'ont déjà signalé.

III. *Solutions chloroformiques.* — Les spectres Raman de mélanges d'acide nitrique à 99,8 pour 100 et de $CHCl^3$, renfermant respectivement 85, 74, 48, 30 et 14 pour 100 NO^3H, montrent une simple superposition des spectres de $CHCl^3$ et du NO^3H à 99,8 pour 100; les raies Raman de ce dernier subissent, à mesure que l'acide est de plus en plus dilué par le

---

(1) *Physikal. Zeitschrift*, 32, 1931, p. 777.

(2) *Proceedings Roy. Soc.*, 127, (A), 1930, p. 279.

(3) Cette fréquence n'est pas absolument sûre parce que l'arc à Hg émet une radiation très faible de $\lambda = 4580$ Å environ.

chloroforme, des affaiblissements, mais les rapports des intensités de ces raies semblent rester les mêmes, contrairement à ce qui a lieu dans les solutions aqueuses et conformément à ce qu'on doit attendre de la part d'un solvant chimiquement indifférent comme $CHCl^3$; les valeurs de leurs fréquences caractéristiques semblent augmenter par dilution, mais l'effet est moins important que dans les solutions aqueuses.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Sur la fluorescence des molécules diatomiques d'arsenic.* Note de MM. **P. Swings** et **M. Migeotte**, présentée par M. Ch. Fabry.

La fluorescence de la vapeur d'arsenic a fait l'objet de recherches de A. Terenin, B. Rosen et L. Winand. Terenin [1], par excitation au moyen d'un arc à l'arsenic, a obtenu dans la luminescence, la raie $4p^2(^3P)5s\,^2P_{3/2} \rightarrow 4p^3\,.\,^2D^0_{5/2}$ (λ 2288) de l'atome As. Rosen [2], en excitant la vapeur à haute température au moyen d'un arc à mercure, a trouvé une série de résonance des molécules diatomiques As_2; cette série extrêmement faible est excitée par la raie λ2536 Hg; elle présente un terme antistokesien et trois termes positifs. Étant donnée la faiblesse du spectre, les mesures de Rosen sont peu précises; elles conduisent à une valeur de la fréquence fondamentale de vibration de l'ordre de $420^{cm^{-1}}$. L'expérience a été reprise par L. Winand [3] qui n'a pu, malgré ses nombreux essais, retrouver le résultat de Rosen; en revanche, Winand, par excitation de la vapeur d'arsenic au moyen d'une décharge sans électrodes, a trouvé un train de bandes dont la fréquence fondamentale de vibration du niveau électronique inférieur est $1945^{cm^{-1}}$. On ne connaît d'ailleurs presque rien du spectre d'absorption de As_2 [4].

Nous avons repris la question de la fluorescence des molécules diatomiques d'arsenic et avons réussi à obtenir quatre séries de résonance excitées par les raies suivantes du mercure (2536,7; 2534,9); (2483,87; 2482,76; 2482,07); (2655,3; 2653,9; 2652,2); (2806,84; 2805,42; 2804,52; 2803,53). La vapeur était portée à une température de 1100 à 1150° C., la pression correspondant à la saturation à 300° C.; pour des températures plus basses, la fluorescence était faible; elle disparaissait d'ailleurs dès que la pression

---

(1) *Zeits. f. Phys.*, **37**, 1926, p. 98.
(2) *Ibid.*, **43**, 1927, p. 193.
(3) *Bull. Ac. R. Belg.*, Cl. Sc., **18**, 1932, p. 422.
(4) J. N. Lockyer, *Phil. Mag.*, **49**, 1875, p. 320; L. Winand, *loc. cit.*

s'approchait de la pression de saturation à 500° C. L'arc à mercure en quartz avait la forme d'un anneau entourant le tube contenant la vapeur; le courant employé était de 12 à 15 ampères sous 120 volts. La série excitée par λ2536 Hg est composée de doublets d'écartement 1,8 Å, une des composantes étant vraisemblablement due à la raie excitatrice λ2536,7, l'autre à λ2534,9; il y a un terme antistokesien de nombre d'onde moyen 39844 cm^{-1} et trois termes positifs de nombres d'onde moyens 39015, 38610 et 38196 cm^{-1}; cette série est la plus intense du spectre.

Les termes de la série excitée par λ2483 sont composés de trois raies correspondant aux trois composantes de la raie excitatrice; les deux antistokesiens ont comme nombres d'onde du centre de gravité du triplet 41084 et 40682 cm^{-1}; le terme positif a pour nombre d'onde 39868.

La série excitée par λ 2654 est aussi composée de triplets, les nombres d'onde moyens sont : pour le terme antistokesien, 38091 ; pour les 4 termes positifs, respectivement 37300, 36920, 36550 et 36173 cm^{-1}.

La série λ 2804 se compose de 2 termes positifs extrêmement faibles qui n'ont pu être mesurés.

Il y a dans chaque série trop peu de termes pour qu'on puisse déterminer avec quelque précision la correction d'anharmonicité; d'ailleurs on voit aisément que la fréquence fondamentale du niveau électronique normal de la molécule As_2 doit être très voisine de 410 cm^{-1}, ce qui confirme le résultat de Rosen. Il en résulte aussi que le système de bandes observé par L. Winand provient soit de molécules différentes de As_2, soit d'un passage électronique des molécules As_2 d'un niveau électronique excité à un niveau qui n'est pas le niveau fondamental.

Si, à partir de la formule de Morse et de la valeur 410 cm^{-1} de la fréquence fondamentale, nous déterminons la distance r''_e des atomes As dans la molécule As_2 à son état électronique normal, nous trouvons $r''_e = 1,94$ Å; d'ailleurs dans un cristal, la distance minimum de 2 atomes As est 2,51 Å; la distance des atomes As dans la vapeur diatomique est donc 77 pour 100 de la distance minimum des atomes As dans un cristal. Le moment d'inertie calculé pour As_2 est $I'' = 234 . 10^{-40}$ g.cm².

Avec la dispersion employée (10 Å/mm), tous les termes des séries de résonance paraissent simples; ceci indique que l'émission se compose seulement d'une branche Q (par exemple que le passage est du genre $^1\pi_b \rightarrow {}^1\Sigma$) ou bien que les raies excitatrices tombent toutes assez près des origines des bandes d'absorption. Si en effet l'émission est composée de doublets P — R ou de triplets P — Q — R, l'écartement des composantes P — R est

donné par

$$\Delta\nu = \frac{h}{2\pi^2 I''}\left(J'' + \frac{1}{2}\right) = 0{,}472\left(J'' + \frac{1}{2}\right)\,\mathrm{cm}^{-1},$$

où J'' est le nombre quantique de rotation de la molécule non excitée; pour que cet écartement ne soit pas constaté, il faut que J'' soit relativement faible. J'' est en tout cas certainement nettement inférieur au nombre quantique de rotation J''_0 du plus grand nombre de molécules à la température considérée; ce nombre qu'on calcule aisément est $J''_0 = 64$ et l'écartement $\Delta\nu$ correspondant serait $27\,\mathrm{cm}^{-1}$, c'est-à-dire 1,8 Å; un tel doublet serait aisément observé.

Nous espérons continuer l'étude de ce spectre à dispersion plus élevée en même temps que celle du spectre d'absorption de As_2.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Système physique des éléments.* Note ([2]) de M. C. G. **Bedreag**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Nous avons donné ([1]) un tableau et un graphique d'ensemble des éléments groupés dans les familles naturelles telles qu'elles étaient relevées par les caractéristiques physiques et chimiques, et notamment par les caractéristiques spectrales connues alors.

Les données expérimentales et spectrales acquises depuis confirment le dispositif d'ensemble que nous avons donné, et font que cette *Systématique naturelle des éléments constitue aujourd'hui un problème nettement résolu.*

Nous redonnons les anciens graphique et tableau, révisés et mis au courant des nouvelles données acquises.

On constate ainsi 19 familles physiques, caractérisées par le paramètre spectral des derniers électrons constitutifs, dont :

2 fam.	s	à 6 élém. :	Fam. I et II	12 élém.		s
6 »	p	à 5 » :	» III, IV, V, VI, VII, VIII........	30	»	p
4 »	d	à 4 » :	» IX, X, XI, XII................	16	»	d
4 »	d	à 3 » :	» XIII, XIV, XV, XVI...........	12	»	d
2 »	s/d	à 3 » :	» XVII/I, XVIII/II...............	6	»	s/d
1 »	f	à 14 » :	» XIX..........................	14	»	f
et les élém. H et He à const. électronique typique			....	2	»	s
				92 élém.		

(1) Séance du 2 octobre 1933.

(2) *Comptes rendus*, **179**, 1924, p. 766.

TABLEAU 1.

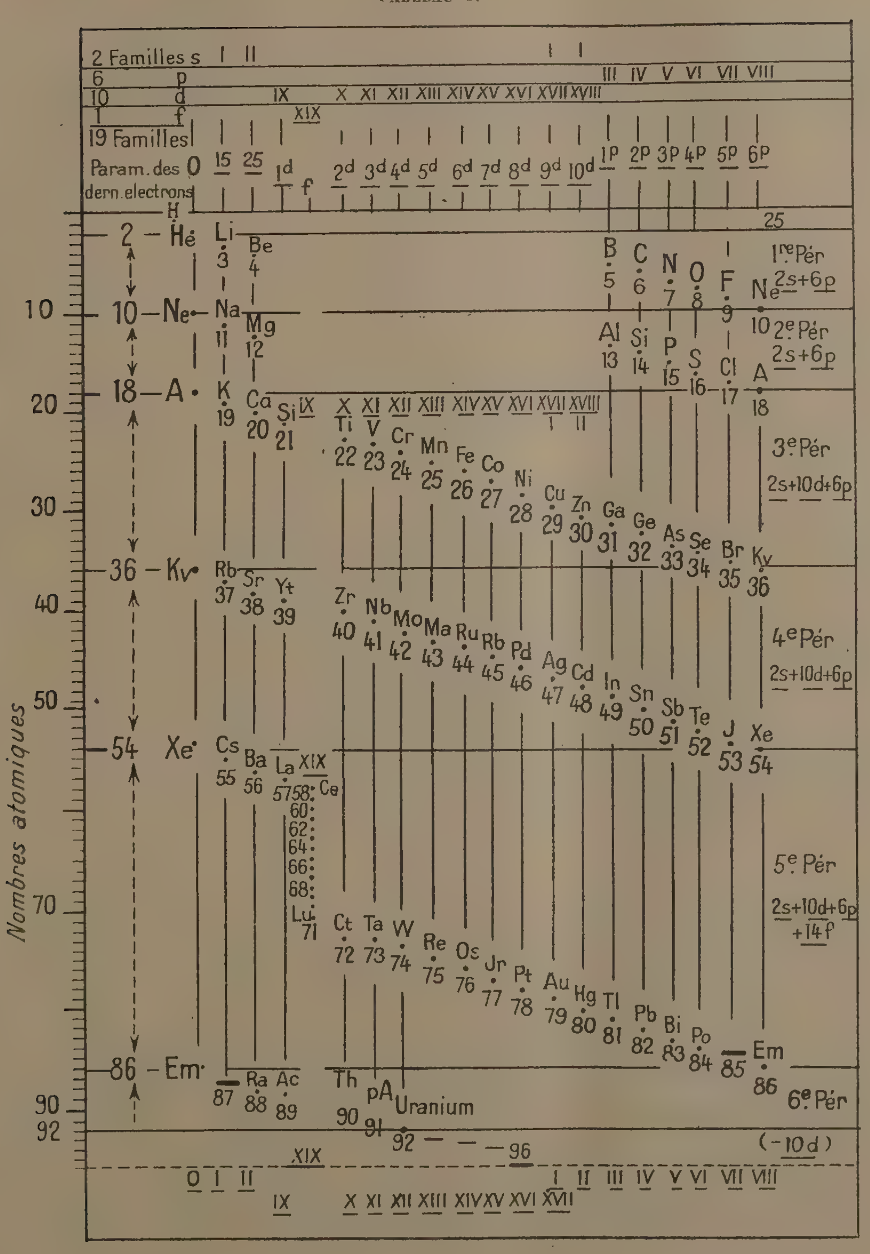

2 Familles s
6 p
10 d
1 f
19 Familles
Param. des dern. electrons
1re Pér 2s+6p
2e Pér 2s+6p
3e Pér 2s+10d+6p
4e Pér 2s+10d+6p
5e Pér 2s+10d+6p +14f
6e Pér
Nombres atomiques
Uranium
(-10d)

Tableau II. — **Système naturel des Éléments.**

2 familles s		Is	IIs										Is	IIs							
6 » p															IIIp	IVp	Vp	VIp	VIIp	VIIIp	
10 » d				IXd		Xd	XId	XIId	XIIId	XIVd	XVd	XVId	XVIId	XVIIId							
1 » f					XIXf																
19 familles	0																				
		H = 1	(He)																		2s
1re période	He 2	Li 3	Be 4												B 5	C 6	N 7	O 8	F 9	Ne 10	2s
2e »	Ne 10	Na 11	Mg 12												Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17	A 18	2s
3e »	A 18	K 19	Ca 20	Sc 21		Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Ni 27	Co 28	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35	Kr 36	2s+10d+6
4e »	Kr 36	Rb 37	Sr 38	Yt 39		Zr 40	Nb 41	Mo 42	Ma 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46	Ag 47	Cd 48	In 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	I 53	Xe 54	2s+10d+6
5e »	Xe 54	Cs 55	Ba 56	La 57	Ce 58 | Lu 71	Ct 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78	Au 79	Hg 80	Tl 81	Sb 82	Bi 83	Po 84	— 85	Em 86	2s+1d +14f + 9d+6
6e »	Em 86	— 87	Ra 88	Ac 89		Th 90	pA 91	Ur 92	— (93)	— (94)	— (95)	— (96)									(10d)

PHYSICOCHIMIE. — *Étude dilatométrique de quelques verres ternaires silice-soude-glucine*. Note de M. **Édouard Rencker**, présentée par M. Ch. Fabry.

Les matières premières utilisées sont de la soude pure, de la silice précipitée lavée plusieurs fois à chaud par l'acide chlorhydrique et de la glucine d'où toute trace d'alumine a été éliminée par la méthode au carbonate d'ammonium [1].

---

(1) Lebeau, *Annales de Physique et de Chimie*, 7e série, **16**, 1899, p. 460.

Fusion des verres. — D'abord des silicates de soude de diverses compositions sont préparés par dissolution de silice dans une solution concentrée de soude puis évaporation et calcination. Ces produits sont alors mélangés aussi bien que possible à de la glucine. La fusion est réalisée dans le four à vide de Garvin et Chaudron à résistance de graphite. Grâce à cette

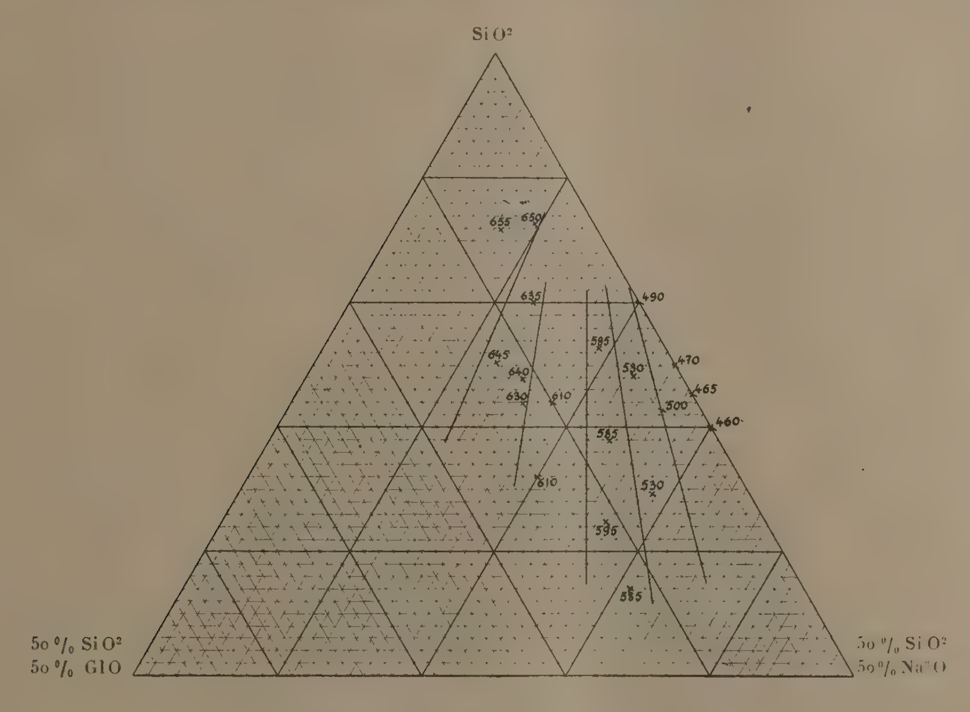


Diagramme 1. — Températures de transformation.
On a tracé les isothermes de 500, 550, 600, 625 et 650°.

méthode, l'affinage est réduit au minimum et l'opération totale de fusion dure environ trois quarts d'heure. Dans un vide de l'ordre de 1^{mm}, on obtient ainsi des verres incolores; en présence d'une faible pression (1^{cm}) d'air ou d'azote, le verre prend une coloration grisâtre. D'abondantes volatilisations se produisent dans le four de sorte qu'il a été nécessaire d'analyser chaque échantillon après fusion.

Méthode analytique. — Silice : Fusion au carbonate de soude, reprise par l'acide chlorhydrique, double évaporation à sec : essai de pureté par l'acide fluorhydrique.

Glucine : Précipitation dans le filtrat par l'ammoniaque.

Soude : Attaque du verre par l'acide fluorhydrique en présence d'acide sulfurique. Séparation de la glucine par précipitation par l'ammoniaque. Calcination à l'état de sulfate.

Les résultats concordent à 1 pour 100 près.

Mesures. — Après avoir été préalablement recuit chacun des verres a été

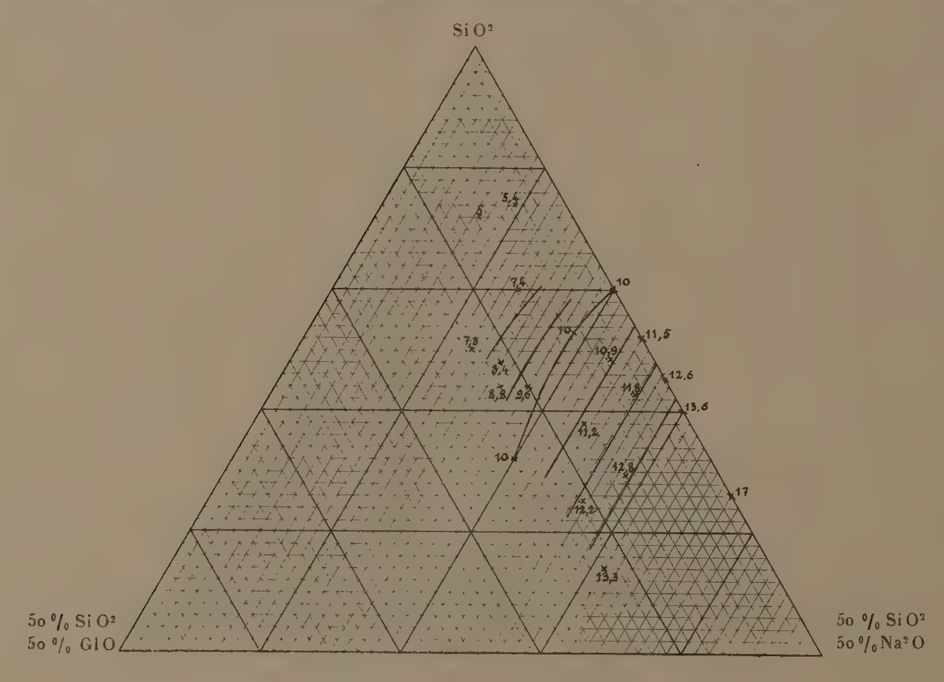


Diagramme 2. — Coefficients de dilatation moyens de 20° à 400°, $\alpha \times 10^6$.
On a tracé les isectases correspondantes à 8, 9, 10, 11, 12, 13×10^{-6}.

étudié au dilatomètre Chévenard afin de mesurer son coefficient de dilatation et la température à laquelle ce coefficient augmente brusquement. Au-dessus de ce point de transformation, le verre est assez mou pour s'écraser lentement sous l'action du ressort. La dilatation enregistrée dépend donc de la vitesse d'échauffement et ne peut avoir une signification que comme minimum.

Les résultats des mesures ont été portés sur les diagrammes triangulaires (1) et (2) où l'on a indiqué l'allure des isothermes de transformation et des courbes d'égale dilatation (isectases).

Conclusion. — Le diagramme (1) montre que le remplacement de la

silice ou de la soude par la glucine entraîne une élévation de la température de transformation.

On voit sur le diagramme (2) que le remplacement de la soude par la glucine diminue le coefficient de dilatation alors que celui de la silice par la glucine ne semble pas amener de modification sensible.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'α.α'-diméthylcyclohexanone* trans *de Skita doit être un isomère* cis. Note [1] de MM. **R. Cornubert** et **M. De Demo**, présentée par M. Delépine.

Dans une précédente Note, l'un de nous [2] étudiant l'α.α'-diméthylcyclohexanone (I) obtenue par méthylation de l'α-méthylcyclohexanone par la méthode à l'oxalate d'éthyle, a isolé deux oximes fondant respectivement

$$\begin{array}{ccccccccc} & & CH^2 & - & CH^2 & - & CH^2 & & \\ & & | & & & & | & & \\ CH^3 & - & CH & - & CO & - & CH & - & CH^3 \end{array} \qquad \text{(I)}$$

$$\begin{array}{ccccccccc} & & CH^2 & - & CH^2 & - & CH^2 & & \\ & & | & & & & | & & \\ CH^3 & - & C & - & CO & - & C & - & CH^3 \\ & & | & & & & | & & \\ C^6H^5 & - & CH & - & O & - & CH & - & C^6H^5 \end{array} \qquad \text{(II)}$$

à 64-65° et à 119°; les quantités relatives de chacune de ces oximes étant très variables, il avait semblé que l'oxime de point de fusion 64-65° devait contenir une petite quantité d'oxime F : 119° et, par suite, la question s'était posée de savoir si l'oxime F : 64-65° ne serait pas l'oxime F : 86° (décrite par Skita comme dérivant d'une cétone *trans*) souillée d'une petite quantité d'oxime F : 119° qui relèverait alors de l'isomère *cis*. De chacune de ces oximes la cétone avait été régénérée; or, chacune de ces cétones a fréquemment fourni simultanément les deux oximes sus-visées, mais ces deux cétones avaient donné la même semicarbazone F : 196-197° et les mêmes combinaisons tétrahydropyroniques (II) F : 175° et 216° (*c*) (on en connaît une troisième F : 206°).

Dans une autre Note, l'un de nous, en collaboration avec M. P. Robinet [3], a établi que ces trois combinaisons tétrahydropyroniques sont bien des corps distincts. De plus, l'un de nous et M. P. Robinet ont montré, dans des essais inédits, que la cétone provenant de l'oxime F : 65° engendrait une

---

[1] Séance du 9 octobre 1933.

[2] R. Cornubert, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 585.

[3] R. Cornubert et P. Robinet, *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 1081.

semicarbazone F : 180° [Zelinsky trouvant F : 197° (1)], et que celle issue de l'oxime F : 119° conduisait à une semicarbazone F : 197° (Zelinsky trouvant F : 183°). Le fait d'isoler deux semicarbazones et de voir leurs points de fusion s'inverser par rapport à ceux de Zelinsky, nous a fait penser que les semicarbazones et ces oximes devaient dériver d'une seule cétone (2), la cétone *cis* suivant Baeyer; ce fait serait en accord avec la génération de trois combinaisons tétrahydropyroniques, deux inactives par nature et une racémique, une cétone *trans* ne devant *a priori* pas en donner.

Pour vérifier cette idée, nous avons décidé d'étudier l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone *trans* de Skita (3) obtenue par lui par oxydation chromique de l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanol engendré lui-même par hydrogénation du vic-*m*-xylénol au platine colloïdal en milieu acide. Skita estimait être en présence d'une cétone *trans* parce que sa réduction tant en milieu alcalin qu'en milieu acide l'a conduit au même alcool (de phényluréthane F : 158°) et parce que la réduction de l'oxime (F : 85°) de cette cétone, tant en milieu alcalin qu'en milieu acide lui a fourni la même amine (caractérisée en particulier par son dérivé acétylé F : 198° et par son dérivé benzoylé F : 197°).

Nous avons naturellement préparé cette cétone par le même procédé. Le vic-*m*-xylénol, hydrogéné au noir de platine en milieu acide, nous a donné un alcool F : 40°,5, de phényluréthane F : 158°, donc identique à l'alcool liquide de Skita. L'oxydation chromique de ce dernier a engendré une cétone ne se combinant pas au bisulfite de sodium (à l'opposé de ce qu'a observé Skita), donnant une oxime F : 79° (au lieu de 86°) et l'oxime F : 119°, et deux semicarbazones F : 183° et 197° (Skita F : 198°) et les deux combinaisons tétrahydropyroniques F : 175° et 216°.

De plus, l'oxime F : 65° préparée par l'un de nous, soumise à une nouvelle purification, a fondu à 79°, et s'est révélée identique à la précédente oxime F : 79°. Enfin l'hydrogénation en milieu alcalin, de l'oxime F : 79°, a fourni une amine, qui doit être cristallisée, et celle-ci a engendré un dérivé acétylé F : 198-199° et un dérivé benzoylé F : 195-196°.

Nous concluons de tout ce qui précède : 1° que notre oxime F : 79° est identique à l'oxime F : 86° de Skita; 2° que l'oxime F : 65° est bien l'oxime F : 79° souillée d'oxime F : 119°; 3° que la cétone dite *trans* de Skita, en

(1) *Berichte d. deutsch. chem. Ges.*, **30**, 1897, p. 1543.

(2) Par suite l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone *trans* de Ruzicka, Koolhaas et Wind (*Helv. chim. Acta*, **14**, 1931, p. 1163) pourrait bien être l'isomère *cis*.

(3) *Berichte d. deutsch. chem. Ges.*, **56**, 1923, p. 2241.

adoptant la théorie de Baeyer et les arguments de Skita, est une cétone *cis* si l'on remarque qu'elle donne deux oximes et deux semicarbazones; 4° que la cétone de Skita est identique à celle déjà étudiée par l'un de nous, et l'on ne connaîtrait encore qu'une $\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone tandis que nous avons isolé deux et peut-être trois $\alpha\alpha'$-dibenzylcyclohexanones (1); toutefois, le développement de notre connaissance de ces dibenzylcyclohexanones nous amènera peut-être à modifier les deux dernières de ces conclusions.

On peut évidemment s'étonner de ces divergences entre les résultats de Skita et les nôtres. Nous les expliquons, d'après l'expérience que nous avons de ces choses, par la variabilité de la nature de l'isomère stéréochimique qui se forme dans certaines réactions (oximes et semicarbazones par exemple).

Nous poursuivons ces recherches.

GÉOLOGIE. — *Sur la situation stratigraphique et l'âge probable de la formation détritique* subatlasique *dans le Haut-Atlas de Marrakech.* Note (2) de M. **Jacques Bourcart.**

M. Léon Moret a décrit, sous le nom d'Oligo-miocène, « un complexe caillouteux, débutant le plus souvent par des marnes gréseuses roses ou blanches à gypse; des travertins s'intercalent parfois dans les conglomérats, à la partie supérieure. On l'a comparé à certaines formations analogues de l'Algérie (J. Savornin), attribuées à l'Aquitanien. Ce complexe correspond, en effet, au démantellement de la chaîne par l'érosion torrentielle consécutive aux plissements tertiaires; toutes les roches de l'Atlas s'y rencontrent en galets. Pas de fossiles (3) ».

Ce terrain, que j'ai appelé *subatlasique*, pour éviter de préjuger son âge, occupe trois positions différentes : 1° dans le fonds des synclinaux (synclinal du Bas-Rdat et synclinal de Ouanina-Tahanaout *seulement*); 2° dans l'ouest du Haouz, où il forme un grand cône dont l'axe va d'Amizmiz au Guéliz; 3° dans des ombilics que l'érosion a creusé dans des anticlinaux triasiques (anticlinal des Aït Our'ir, inflexion du Khemis d'Enzel [Oued Rdat]).

---

(1) R. Cornubert et M. De Demo, *Bull. Soc. chim.*, 53, 1933, p. 215.

(2) Séance du 25 septembre 1933.

(3) L. Moret, Carte géologique provisoire de l'Atlas de Marrakech. Notice explicative (*Serv. Mines et Carte géol. du Maroc. Notes et Mémoires*, XIX, 1930).

Les géologues qui m'ont précédé ont observé que ces couches paraissent *plissées* au bord de l'Atlas, ce qui indiquerait une phase *alpine* dans l'orogenèse de la chaîne.

Ce fait m'était toujours opposé lorsque j'insistais sur l'identité pétrographique de cette formation avec les limons roses qui constituent le vaste cône d'épandage, large de plus de 20^{km}, que le Tensift, dans son bas cours, a déposé lorsqu'il est venu butter contre la ride du Djebel Hadid et les dunes chelléennes qui s'y appuient ([1]). J'ai eu récemment l'occasion d'étudier cette formation dans le bas cours de Rdat (à l'est de Marrakech); je crois y trouver de nouvelles raisons d'assimiler ces deux terrains.

La base de la série, qui est extrêmement puissante, est localement formée par des argiles rouges ou par des sables roux avec lentilles d'argile verte; puis, jusqu'au sommet, celle-ci devient très uniforme: limons roses, un peu consolidés avec des lentilles de cailloutis allongées longitudinalement, où les galets ne dépasse jamais la taille du poing.

L'Oued Rdat, descendant de Zerekten par une gorge profonde où, comme dans tous les hauts cours des oueds atlasiques, on ne trouve pas de limons, pénètre dans un premier ombilic entre la Kasbah de Si Madani et Imizer, au confluent de l'Oued Imar'ir'en. Les limons y forment de larges banquettes, dominant le thalweg d'au moins 50 mètres. Celle de rive gauche se prolonge à l'amont jusqu'au Khemis des Tougganas. Pour sortir de cette cuvette, qui est creusée dans les marnes vermeilles, gypsifères et salifères du Trias, l'oued doit franchir, par une étroite gorge, une sorte de verrou formé de dolérites, puis de basaltes prismés, séparés par une récurrence des marnes. Les limons surmontent ce verrou à la façon d'un glacier pour pénétrer dans l'ombilic suivant. Celui-ci est un synclinal de Crétacé, dont les couches de base, marnes rouges et bancs calcaires pendent à 45° vers le nord. A Lhinani, on voit les premières couches de limon reposer *en concordance* sur la dernière barre visible du Crétacé. Il en est de même à l'aval, sur l'autre flanc du synclinal, quand l'oued doit traverser à nouveau la base du Crétacé pour franchir, avant d'atteindre le Haouz, une dernière barre formée par les dolérites du Trias. Le fond de la cuvette est occupé seulement par les limons. Leur surface forme un plateau, ou plutôt un large fond de vallée, dépassant largement celle du Rdat actuel; elle est recouverte d'un reg à très gros éléments (plus de 1/2 m^3) formé surtout de blocs de

---

([1]) Jacques Bourcart, *Comptes rendus sommaires Soc. géol. de France*, n° 16, 1931, p. 256.

grès de Zerekten, d'andésites, de granites et de calcaires. La cuvette synclinale n'est pas une forme structurale; elle est due à l'érosion. Un peu à l'aval de son centre, en effet, se trouve un petit synclinal perché de calcaires cénomaniens, le Jorf Bounou. Les limons, qui étaient concordants avec les calcaires de la base du Crétacé, *surmontent ce rocher en dessinant un anticlinal.* Il s'agit là, bien entendu d'une simple adaptation du flot boueux à un relief préexistant.

Les limons, qui existent aussi bien dans les ombilics anticlinaux que synclinaux, ne sont donc pas plissés; cette apparence provient d'une simple accommodation au relief antérieur.

Si les limons du Rdat ne sont qu'une partie d'un grand cône de déjection, analogue à celui d'Amizmiz, où se trouve la partie inférieure du cône ? Elle est sous le Haouz. En effet, un sondage récent à Msfioua les a traversés sur 247^m sans en sortir. Ce sondage donne une idée de l'enfoncement du Haouz le long de l'Atlas. En revanche, de l'autre côté, les Djebilets se terminent par un talus doucement incliné qui, en plusieurs points, est recouvert par des calcaires à *Helix*, identiques à ceux des Rehamma et du Tadla (Chelléen). Ceux-ci existent aussi en un point de la bordure subatlasique : à la Kasbah Ouanina, ils recouvrent l'Éocène en formant deux petites buttes, les seules de la région couvertes d'Euphorbes. Les calcaires disparaissent là, manifestement, sous les limons.

Ces observations nous paraissent donc conduire aux conclusions suivantes : *la formation subatlasique n'est pas plissée, elle a simplement subi l'effet des mouvements qui ont accentué la surrection de l'Atlas et l'enfoncement du Haouz. Elle est plus récente que des calcaires lacustres qui paraissent contemporains des formations « chelléennes » analogues du Tadla ou des lettes interdunaires.*

GÉOLOGIE. — *Sur les conditions de formation des dépôts oolithiques et les mouvements de l'écorce terrestre.* Note [1] de M. **J.-P. Arend**, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Au nord-est du bassin de Briey, entre Esch-Alzette (Luxembourg) et Audun-le-Tiche (France), les dépôts oolithiques sont formés normalement

---

[1] Séance du 2 octobre 1933.

de 1-20 pour 100 de sédiments marneux et de 99-80 pour 100 de précipités chimiques.

Les sédiments détritiques ont la composition chimique et pétrographique des marnes à posidonies, qui forment le fond et l'encaissement de la cuve toarcienne.

Les sédiments chimiques sont constitués par deux floculats différents : l'un, calcareux, groupant les carbonates alcalino-terreux et l'autre, ferrugineux, associant les granules micellaires des composés d'éléments tri- et polyvalents : Fe, Al, Mn, Si, P, V, As.

Ni la composition chimique des floculats, ni le nombre et la nature des composants du système n'ont varié pendant la durée des temps géologiques où se sont formés, déposés et métamorphosés, les dépôts oolithiques allant jusqu'à 55^m d'épaisseur ([1]).

L'hétérogénéité des couches et l'alternance des bancs sont uniquement dues aux changements des proportions de mélange entre les composants spécifiques du système : marnes, floculat calcareux et floculat ferrugineux.

Le lac toarcien était donc fermé.

Ce fait, en accord avec les relations tectogénétiques du lieu, peut être démontré par les équilibres des eaux ascendantes et hydrothermales qui, aujourd'hui encore, circulent dans les conduites naturelles par lesquelles, jadis, le lac toarcien était alimenté.

Ces eaux, au seul contact de l'air et de la lumière, déposent, en 21 jours, un mélange de floculats ferrugineux et calcareux dont les constituants, exprimés en grammes par mètre cube, figurent sous I dans la figure ci-contre.

Ces équilibres se modifient en présence même de légères suspensions marneuses (II), suivant que celles-ci s'associent aux produits de décomposition organique III ou que ces derniers interviennent seuls en l'absence des marnes IV.

La floculation des dépôts chimiques du bassin de Briey s'est donc opérée suivant des potentiels d'oxydation-réduction optimum et d'arrêt, mettant en jeu, en partie du moins, le problème des différences entre les êtres aérobies et les êtres anaérobies des diverses catégories. Les floculats ferrugineux augmentent avec le pH des eaux mères et inversement les floculats calcareux se déposent avec le pH diminuant.

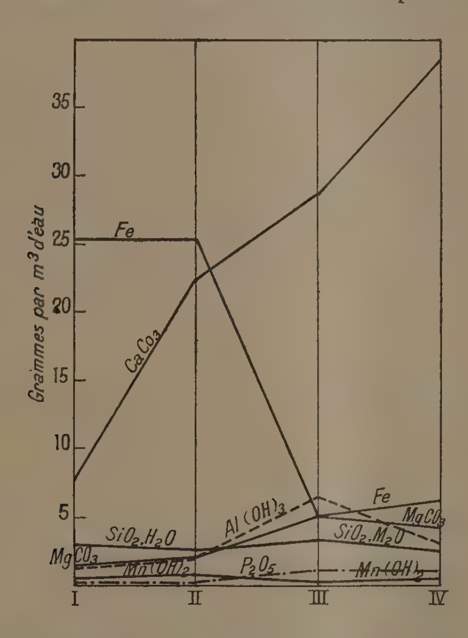
Aux environs des griffons de l'ancien lac toarcien, où l'effet des eaux fraiches prévalait, le pH des eaux était trop élevé pour que des groupes de

---

([1]) *Revue de Métallurgie*, 30, 1933, p. 43-53, 142-151, 186-199, 227-237.

protection aient pu se former par dégradation des gros ions. Dans cette corrélation nous constatons partout, où des groupes de protection n'ont pu se former, ou bien l'absence complète d'oolithes ou bien seulement des particules orientées en courbes élégantes que différents auteurs ont appelé « faux oolithes ».

La formation des oolithes est donc conditionnée par une organisation de



couches molaires permettant, par des fluctuations très faibles de concentration, les brusques et grandes variations de la tension superficielle qui habilitent l'oolithe à prendre des caractères toujours semblables et d'évoluer à l'exemple des cellules vivantes. Aussi croissent-ils suivant le même potentiel d'oxydation-réduction qui a déterminé la floculation primaire, à cette différence près qu'il s'exerce dans la phase métamorphique sur des fluides à deux faces, où les granules micellaires se déplacent à la faveur des dépressions osmotiques et se fixent en fonction de l'adsorption dépendant elle-même d'un optimum d'oxydation. Suivant que le pH du système augmente ou diminue, ou bien l'oolithe ou bien la molécule chimique se forme comme terme stable.

Après avoir démontré la constante composition des granules micellaires, nous avons déterminé que seul le tiers des granules ferrugineux est arrivé

à la floculation. De ce chef, la formation des gisements de Briey et de Nancy réclame l'intervention de ± 156 trillions de mètres cubes de sols.

Étant donné que ni la constitution ni la concentration de ces sols n'ont pu se constituer par lessivage, à partir d'ions électrolytes, suivant la loi du produit de solubilité, que, de plus, une accumulation « d'eau chimique » dans l'ordre de grandeur indiqué s'exclut, les eaux des océans seules ont pu intervenir. Elles ont été injectées sous la pression hydrostatique des abysses, par des fractures primaires, vers les foyers internes. Les vapeurs d'eau s'y dissolvaient dans les magmas sous une pression énorme et une température élevée. Le poids spécifique des solutions magmatiques diminuait et la poussée augmentait en conséquence. Uniformément équilibrée sur de grandes distances, cette poussée finissait par soulever les couches dans le sens suivant lequel les eaux ou les vapeurs souterraines se déplaçaient. De grandes quantités de chaleur latente se libéraient dans les plans supérieurs au fur et à mesure que la détente s'accomplissait.

GÉOLOGIE. — *La pyrogénation des schistes bitumineux du Jura franc-comtois.* Note de M. **Jean Barlot**, présentée par M. Matignon.

On a déjà attiré l'attention sur les nombreux gisements de schistes bitumineux du Jura, et il y a lieu de croire que leur importance est considérable. Des affleurements sont connus sur les territoires de plus de cent communes de Franche-Comté [1].

Dans plusieurs cas il est possible de se rendre compte de l'épaisseur des couches, et si l'on peut souvent l'évaluer à 5^{m} environ, il existe aussi des bancs dont la puissance est de presque 50^{m}. Quelques sondages peu profonds donneraient facilement des précisions intéressantes.

La couche de Creveney (Haute-Saône) actuellement exploitée, a 30^{m} d'épaisseur sur une superficie de plus de 1500 hectares; on avait prévu une puissance de 10^{m}.

Tous ces schistes ont une composition assez peu variable, qui est du type moyen suivant :

Matière organique	13 à 27	pour 100
Calcaire	35 à 45	»
Magnésie	0,5 à 2	»
Silice totale	35 à 40	»
Oxyde de fer et alumine	13 à 18	»
Pyrite de fer	1,5 à 3	»

(1) Grosjean et Dosios, *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 79.

L'examen micrographique de la roche, et l'étude de la matière organique que l'on peut isoler suivant une technique que nous avons indiquée précédemment [1] ne permettent pas de mettre en évidence de gouttelettes liquides d'huiles minérales. Ce n'est que par action de la chaleur, et seulement à partir de 230°-250° que des hydrocarbures variés prennent naissance.

Il en résulte immédiatement que le rendement en huile brute n'est pas une constante; il varie dans de très larges limites selon la façon dont la pyrogénation est effectuée, au double point de vue de la quantité et de la constitution des produits condensés.

Le rendement optimum est fonction des conditions suivantes que nous avons déterminées expérimentalement :

1° Effectuer la pyrogénation aux environs de 500°;

2° Ne laisser séjourner le schiste dans l'appareil que le temps strictement nécessaire à son épuisement (environ 15 minutes);

3° Évacuer très rapidement et simultanément les hydrocarbures formés, sans les oxyder;

4° Laver à fond les gaz de distillation, très chargés en produits légers.

En observant ces directives, et contrairement à l'opinion généralement admise, on obtient des huiles brutes renfermant environ 40 pour 100 d'essence, et dont une fraction importante distille entre 33° et 90°.

Les chiffres ci-après ont été déterminés sur les produits bruts fabriqués industriellement à Creveney.

En appliquant la même technique à l'étude des principaux gisements du Jura, particulièrement à ceux pour lesquels des analyses avaient déjà été faites, nous arrivons aux conclusions suivantes :

1° La nature des huiles brutes obtenues semble dépendre davantage du traitement employé pour les extraire que de leur origine; en d'autres termes, les divers échantillons examinés donnent des huiles présentant presque les mêmes constantes lorsque les conditions expérimentales sont identiques.

2° Leur teneur en essence (hydrocarbures distillant avant 205°) n'est jamais inférieure à 30 pour 100.

3° Les rendements indiqués par les divers auteurs correspondent à des pyrogénations très défectueuses, et ils doivent être majorés d'environ 50 pour 100.

---

(1) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1116.

Voici quelques résultats numériques :

Gisements.	Rendements en huile brute par tonne.	par mètre cube.
Morre (Doubs)..........	80 litres	160 litres environ
Lods (Doubs)...........	95 »	190 »
Bolandoz (Doubs)........	70 »	140 »
Revigny (Jura)..........	65 »	130 »

Il apparaît ainsi que les schistes bitumineux du Jura franc-comtois représentent une réserve énorme de combustibles liquides, dont la mise en valeur pourrait avoir une répercussion considérable sur l'économie nationale.

HYDROLOGIE. — *Composante undécennale du Nil et du Soleil.* Note de M. **V. Frolow**, présentée par M. d'Ocagne.

I. L'analyse des séries des cotes des maxima et minima annuels, observées à Rodah, décèle, parmi plusieurs composantes périodiques ([1]), celle de onze ans. Dans le but de la comparer à la composante correspondante des nombres de Wolfer, relatifs aux taches solaires, dégagée par M. et Mme H. Labrouste ([2]), nous avons traité les séries récentes de Rodah (XVIIIe, XIXe et XXe siècles) suivant la même méthode ([3]). Les résultats concernant le XIXe et le XXe siècle sont représentés en vraie grandeur sur la figure.

II. Il apparaît, par la superposition des graphiques correspondants, que depuis 1838 les eaux provenant tant de ruissellement (crue) que de l'apport souterrain (étiage) n'ont pas reproduit en détail la variation undécennale des taches solaires, tout en conservant le même nombre d'ondes. L'allure des graphiques du fleuve est caractérisée par une diminution de l'amplitude et un allongement progressif de la période entre 1838 et 1884 (crue) ou 1887 (étiage), ce phénomène peut être décrit en disant que l'onde undécennale subissait, dans le bassin du Nil, une dispersion et que cette dernière

---

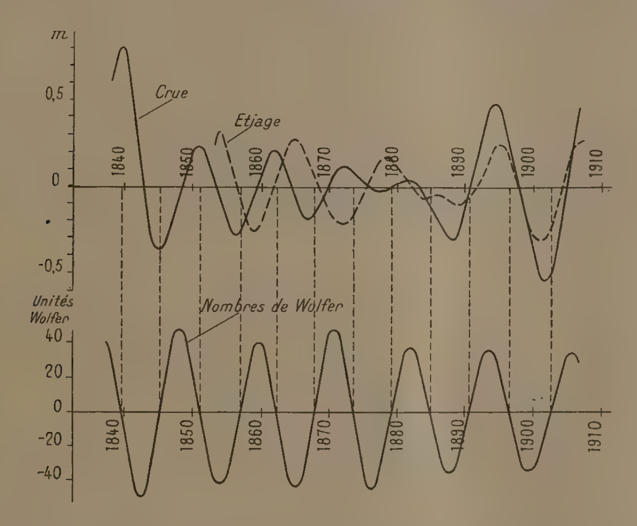
([1]) C. E. P. Brooks, *Memoirs of the R. Met. Soc.*, 2, XII, 1928; *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 671.

([2]) *Composantes périodiques des taches solaires* (*Communication au* 66e *Congrès des Sociétés savantes*, Toulouse, avril 1933).

([3]) H. Labrouste, *Annales de l'Institut de Physique du Globe*, 7, 1929, p. 190.

était plus accusée pour les étiages que pour les crues. Les capacités (sous-sol, marais, lacs) qui retardent l'écoulement d'une partie des eaux reçues par le bassin du Nil et desquelles dépend le graphique des étiages, ont donc, par rapport à la période undécennale, un pouvoir de dispersion plus fort que l'atmosphère et la surface du bassin versant, desquelles dépend le graphique des crues.

III. Après 1884 a commencé pour les eaux une nouvelle suite d'ondes.



Son début coïncide avec un maximum de la composante de onze ans des taches solaires. La courbe des crues s'est mise en phase avec celle des nombres de Wolfer (minimum de 1888 et le passage par zéro de 1891). Le graphique des étiages est resté en retard, comme il convient en raison de la vitesse plus faible des eaux les alimentant. Une nouvelle durée de dispersion s'annonce ensuite (¹). La composante undécennale des nombres de Wolfer présente par contre une quasi-stabilité de la période et une faible variation de l'amplitude. Il n'y a donc pas de dépendance étroite entre les taches solaires et l'écoulement fluvial, mais il est possible que l'influence du Soleil devienne particulièrement sensible à certaines époques.

IV. Le tableau suivant donne l'importance relative des composantes undécennales et de leur harmonique de $5^a,5$ par rapport aux amplitudes

(¹) La partie conservée des observations des crues du XVIIIᵉ siècle présente de même un retard grandissant du fleuve sur le Soleil.

observées pendant les durées pour lesquelles les graphiques ont pu être dégagés.

	Composantes				
	undécennales.		de 5^a, 5.		
Désignation.	pour 100.	Intervalle de temps.	pour 100.	Intervalle de temps.	Rapport 11/5,5.
Nil : crues..........	47,0	1745-1786	31,1	1744-1787	1,48
» crues..........	33,7	1838-1907	51,2	1837-1908	0,66
» étiages..........	22,8	1853-1907	27,7	1852-1908	0,82
Seine : crues..........	22,6	1897-1919	23,8	1896-1920	0,95
Nombres de Wolfer...	62,8	1763-1906	27,3	1763-1906	2,30

Il s'ensuit que la valeur relative de la composante undécennale est sensiblement plus grande pour le soleil que pour les deux fleuves étudiés. Ainsi, le régime d'alimentation du Nil, comme celui de la Seine, semble être affecté plus intensément que l'activité du soleil par les périodes rapides.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Influence de l'eau d'imbibition des roches sur leur conductibilité électrique.* Note de Mme **F. Bayard-Duclaux**, présentée par M. Ch. Maurain.

Les mesures de conductibilité électrique des roches ont été poursuivies par la méthode indiquée précédemment [1] : circuit simple en courant continu avec lecture de l'intensité sur un galvanomètre sensible. Les résultats qui suivent mettent clairement en évidence l'influence de l'eau d'imbibition des roches sur leur conductibilité électrique.

1. Une étude générale a été faite sur une série de roches très diverses (divers granites, microgranite, gneiss, protogine, obsidienne, diorite quartzifère, hyalobasalte, phonolite, arbrose, divers grès, divers schistes, calcaire, marne).

Les échantillons étudiés provenaient tous de roches extraites depuis au moins un certain nombre de mois et conservées dans une vitrine. Les premières mesures portent sur ces échantillons, dans cet état que nous appelons normal. Ceux-ci ont été alors pesés, desséchés pendant trois jours au four électrique à 190°, de nouveau pesés et mesurés. L'échantillon sortant du four étant introduit dans un pèse-filtre desséché dans les mêmes

---

(1) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1331.

conditions et hermétiquement bouché, on est assuré que la roche n'absorbe pas d'humidité entre sa sortie du four et la mesure. Les échantillons ainsi desséchés ont perdu une quantité d'eau variant entre les 0,2/1000e et les 15/1000e de leur poids.

La première série de mesures, portant sur des roches à l'état normal a donné des résultats variables avec chaque roche. Les conductibilités observées sont toutes comprises entre une valeur minima de 5.10^{-11} mho (obsidienne) et une valeur maxima de $2,5.10^{-6}$ mho (schiste).

La deuxième série, portant sur des roches desséchées a donné, pour toutes les roches, une conductibilité pratiquement nulle, c'est-à-dire, dépassant la limite de sensibilité de la méthode (conductibilité toujours inférieure à 8.10^{-12} mho).

Il semble donc que la conductibilité des roches parfaitement desséchées soit nulle et que leur conductibilité, à l'état normal, soit uniquement due à leur eau d'imbibition. Le mécanisme de cette conductibilité est difficile à déceler.

2. La première hypothèse étant que cette conductibilité était une conductibilité électrolytique due à toute l'eau absorbée, j'ai calculé la section d'eau correspondant, pour la longueur de l'échantillon, au volume total d'eau absorbée. Supposant que la conductibilité est due à cette colonne d'eau ainsi définie, j'en ai calculé la résistivité. Les résultats obtenus sont variables suivant les roches, mais si certaines résistivités paraissent normales (6.10^3 ohms-cm) d'autres sont trop fortes (10^7 ohms-cm), car elles indiqueraient de l'eau rigoureusement pure, ce qui est évidemment impossible.

3. J'ai alors étudié le phénomène de plus près. La roche étant desséchée, je l'ai laissée s'hydrater naturellement dans l'atmosphère de la salle et j'ai suivi parallèlement les variations de sa conductibilité et de sa teneur en eau. Ces résultats obtenus se rangent parfaitement sur une courbe qui a les caractéristiques suivantes. La première partie de l'eau absorbée n'exerce qu'une faible influence sur la conductibilité. Ce n'est qu'à partir d'un certain point qu'une très petite augmentation de teneur en eau produit un très fort accroissement de conductibilité.

Soit, par exemple, un prisme de granite pesant 100^g et ayant une conductibilité de 5.10^{-11} mho. Les 10 premiers milligrammes absorbés augmentent sa conductibilité de $1,2\,10^{-10}$ mho, tandis qu'après qu'il en a absorbé 140 milligrammes, 10 milligrammes de plus augmentent la conductibilité de 1140.10^{-10} mho.

La première partie de l'eau absorbée se combinerait donc à la roche sans donner naissance à des ions mobiles. La deuxième fournirait alors une conductibilité électrolytique.

4. Pour le vérifier, j'ai ensuite verni l'échantillon sur toute sa surface sauf les extrémités de contact au bitume de Judée afin d'éviter les causes d'erreur dues, peut-être, à une conductibilité de surface. J'ai constaté que la quantité d'eau que la roche peut absorber sans que sa conductibilité varie de façon appréciable est trois fois plus grande que précédemment. En effet, dans ces conditions, les deux régions à conductibilité électrolytique situées aux extrémités restent isolées l'une de l'autre par le centre du prisme et n'exercent qu'une faible influence sur la conductibilité globale.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Observations sur la bordure nord du lac Rodolphe*. Note de M. C. **Arambourg** (1).

Le lac Rodolphe s'étend dans un fossé d'effondrement qui prolonge au Nord le *Rift Valley* de Gregory sur une longueur de près de 300^{km} et sur 30 à 40^{km} de large.

Il est actuellement bordé sur sa rive ouest par une plaine d'une dizaine de kilomètres qui le sépare des chaînes volcaniques des monts Lubur, Murueris et Losodok, lesquels s'alignent successivement du Nord au Sud jusqu'à l'embouchure ensablée du Turkwell. Cette plaine se prolonge au Nord par une région basse que traverse le cours inférieur de l'Omo et qui porte les traces d'une extension très récente du lac vers le Nord.

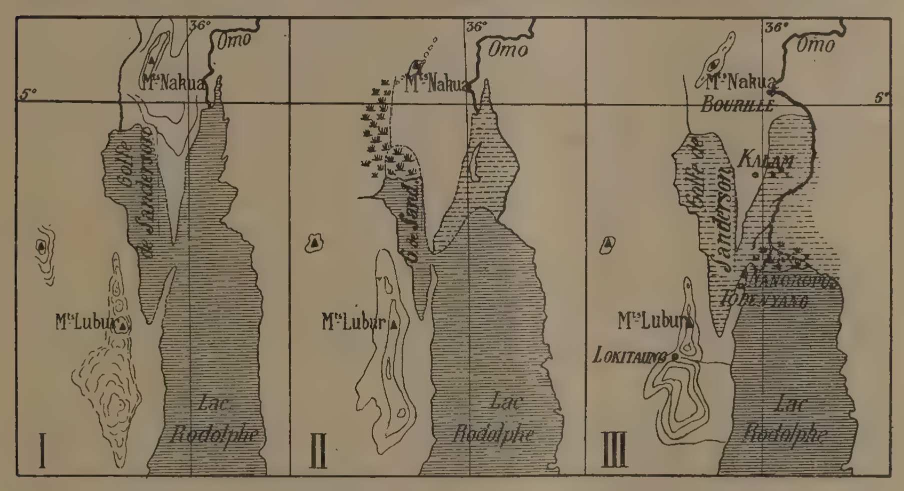
A partir du poste frontière abyssin de Nanoropus qui se trouve situé sur la rive ouest du lac à environ 1^{km} de la pointe nord de celui-ci, une zone de dunes peu élevées sépare à l'Ouest une grande surface absolument plane et dépourvue de végétation qui correspond à l'ancien golfe de Sanderson aujourd'hui complètement desséché. Le sol y est formé d'argile craquelée, assez résistante pour qu'il soit possible d'y passer avec des camions automobiles; la surface en est jonchée d'une infinité de coquilles lacustres : *Spatha*, *Melania*, *Ampullaria*, *Vivipara*, etc., dans un état de fraîcheur comparable à celles que l'on recueille sur les rives mêmes du lac.

L'ancien débouché de ce golfe dans le Rodolphe est aujourd'hui obstrué par le cordon dunaire dont il a été question, mais ses deux limites au Nord

(1) C. Arambourg et R. Jeannel, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1902.

et au Sud, sont encore reconnaissables. Ce sont, d'une part, la plate-forme rocheuse surélevée de quelques mètres au-dessus du niveau du lac, sur laquelle est installé le poste de Nanoropus; d'autre part, à 4^{km} au Nord-Nord-Ouest de ce point, l'extrémité sud d'une ligne de collines courant parallèlement au cours de l'Omo dans une direction NNE-SSW.

La plaine dans laquelle coule l'Omo présente le même aspect et la même constitution que ceux du golfe de Sanderson. Le sol y est formé d'argile desséchée et de sable recouverts à profusion de coquilles lacustres subactuelles. La végétation y est rare et herbacée, sauf au voisinage de



La pointe Nord du lac Rodolphe. I, en 1903-1917. — II, en 1925. — III, en 1933.
(Les parties hachurées en traits interrompus indiquent les zones d'asséchement récent).

l'Omo que borde un épais maquis arbustif coupé de clairières parfois cultivées par les indigènes Marillé. Cette plaine s'étend sur 50^{km} environ au nord de Nanoropus et, dans la direction de l'Est, sur au moins 15^{km} compris dans un grand méandre de l'Omo dont la végétation riveraine masque les vues au delà. Quelques marécages y subsistent encore ainsi que plusieurs anciens bras de l'Omo plus ou moins asséchés. A partir d'une dizaine de kilomètres de son embouchure, le fleuve s'étale en un large delta dont la progression sur le lac est manifeste.

L'asséchement de toute cette région est très récent. Le golfe de Sanderson était, aux dires des indigènes, encore partiellement inondé il y a une dizaine d'années. D'ailleurs la carte anglaise au 1/1000000e du War Office, feuille n° 78, Mongalla (1917), ainsi que la carte internationale

au 1/2000000e, feuille *Abyssinie* 1925, l'indiquent dans cet état. D'autre part, ces mêmes cartes, comparées à nos levés récents (1933), montrent, comme on peut en juger par les croquis ci-dessus, qu'il y a trente ans, le lac Rodolphe s'étendait à une cinquantaine de kilomètres au Nord de ses limites actuelles et qu'il n'a cessé depuis cette époque de reculer progressivement vers le Sud.

Le lac Rodolphe, cuvette sans écoulement, tributaire d'un seul affluent important l'Omo, doit être particulièrement sensible aux influences météorologiques qui s'exercent sur le plateau abyssin. D'autre part, l'assèchement de sa partie nord ne correspond qu'à une variation relativement faible 3 ou 4^{m} tout au plus du niveau lacustre. Aussi semble-t-il que ce soit à une modification, peut-être temporaire, du régime pluviométrique du bassin du Haut Omo qu'il faille devoir attribuer les changements géographiques que nous avons constatés. C'est là un fait à rapprocher du phénomène assez général de desséchement que l'on observe pour nombre d'autres lacs africains.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le vacuome des grains de pollen et des tubes polliniques*. Note de M. **Pierre Dangeard**, présentée par M. P.-A. Dangeard.

La démonstration d'un vacuome dans le pollen des Gymnospermes à l'état de maturité est, croyons-nous, la première mention qui ait été faite de la présence dans le pollen des Phanérogames d'éléments rattachables au système vacuolaire [1]. Le vacuome dans le pollen des Angiospermes est resté par contre à peu près ignoré jusqu'à maintenant, de sorte que la valeur générale des conclusions que nous avions formulées à propos des Gymnospermes a pu être contestée [2]. Nous avons donc, par de nouvelles recherches poursuivies chez des plantes très diverses, cherché à savoir : 1° si le pollen mûr renfermait toujours un vacuome et sous quelle forme ; 2° si ce vacuome donnait naissance aux vacuoles du tube pollinique, ou si les vacuoles du tube apparaissaient sans aucune liaison avec celles du grain (formation *de novo*).

Pour démontrer la présence d'un vacuome, nous avons utilisé principale-

(1) Pierre Dangeard, *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 915.

(2) L. Plantefol, *Ann. des Sc. Nat. Bot.*, 15, 1933, p. 261.

ment l'action des colorants vitaux comme le rouge neutre qui se fixent sur des éléments variés de taille et de forme susceptibles de se gonfler par l'eau et de se transformer en vacuoles liquides au moment de la germination du pollen. La coloration par le rouge neutre de corpuscules figurés s'est révélée constante et nous ne ferons pas état de quelques rares exceptions rencontrées où l'absence de coloration vitale n'est sans doute qu'une apparence due aux difficultés d'observation dans le cas d'une exine très épaisse et fortement ornementée. Très rarement (*Agrimonia Eupatoria*) le rouge neutre a précipité à l'intérieur du grain sous forme d'aiguilles allongées, mais cette précipitation a lieu, comme nous avons pu nous en assurer, à l'intérieur de vacuoles préformées.

La coloration vitale dans le pollen est très rapidement réalisée (quelques minutes suffisent); elle débute par une fixation du colorant sur l'exine, suivie du gonflement de l'intine et de l'apparition de vacuoles colorées dans la région cytoplasmique périphérique; puis le colorant pénètre progressivement jusqu'au centre du grain. Cette rapidité exclut généralement la possibilité d'un gonflement important des éléments du vacuome en cours d'observation et c'est dans ces conditions de faible hydratation provoquée que nous avons pu distinguer plusieurs sortes de grains.

Certains pollens renferment normalement de grandes vacuoles liquides (*Calystegia sepium*, *Mirabilis Jalapa*, *Cucurbita maxima*, *Dactylis glomerata*, *Iris pseudo-acorus*), ou bien un ensemble de grandes et de petites vacuoles (*Erica cinerea*); mais la plupart contiennent à l'état de maturité un plus ou moins grand nombre de petites vacuoles le plus souvent rondes.

Enfin, le vacuome peut être dispersé à l'intérieur du grain comme une poussière d'éléments extrêmement ténus (*Ranunculus*, *Aconitum*, *Juncus buffonius*, *Amaryllis vittata*, *Solanum*, etc.).

La réaction du vacuome est le plus souvent alcaline (*Genista anglica*, *Physalis*, sp., *Colutea arborescens*, *Linaria vulgaris*), parfois légèrement acide (*Chlora perfoliata*); plus rarement vacuoles acides et vacuoles alcalines s'observent côte à côte (*Lycium barbarum*). Chez les Liliacées et les Amaryllidées en particulier, où le pollen contient une cellule générative très visible, le vacuome de celle-ci est formé de petites vacuoles réfringentes, ordinairement plus petites que celles de la cellule végétative et pouvant avoir une réaction différente.

Les tubes polliniques obtenus, soit dans l'eau de source, soit dans l'eau sucrée, contiennent souvent à leur intérieur des vacuoles filamenteuses ou des réseaux vacuolaires (*Lobelia Dortmanna*, *Tradescantia virginica*, *Gil-*

lenia trifoliata, *Amaryllis lutea*, etc.). Parfois même le vacuome peut être étiré en filaments et brassé continuellement par des mouvements très actifs (*Allium neapolitanum*) avant toute germination effective et par suite simplement de l'hydratation.

Le tube germinatif à son début ne contient pas d'ordinaire de grandes vacuoles : il est formé de cytoplasme dense et il peut même tout d'abord être dépourvu de vacuome; mais des éléments vacuolaires pénètrent bientôt à son intérieur provenant du grain lui-même et transportés par le cytoplasme. Rien n'indique une formation *de novo* dans le tube et il est d'autant plus facile de s'en assurer que beaucoup de pollens germent parfaitement bien dans une solution faible de rouge neutre, avec leur vacuome coloré vitalement. A mesure que le tube pollinique s'allonge, le protoplasme resté à l'intérieur du grain se vacuolise par gonflement assez rapide des éléments préexistants.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur l'identité de la corynanthéine de Karrer et de l'alcaloïde amorphe extrait par Fourneau du* Pseudocinchona africana. Note de M. **Raymond-Hamet**, transmise par M. Delépine.

En 1929, E. Fourneau a extrait, des écorces du *Pseudocinchona africana* A. Chevalier, deux alcaloïdes nouveaux, le premier qu'il désigna, plus tard, sous le nom de *corynanthine*, le second amorphe qu'il ne crut point devoir nommer. Du premier qui avait été déjà isolé antérieurement par E. Perrot, il a donné une description assez complète. Quant au second, il s'est borné à faire connaître qu'il était soluble dans l'éther et que son chlorhydrate est « très peu soluble dans l'eau (et) inactif sur la lumière polarisée ».

En 1926, P. Karrer et H. Salomon ont découvert, dans certains résidus de la préparation industrielle de la yohimbine, deux alcaloïdes, l'un cristallisé, l'autre amorphe, dont ils ont fait connaître les caractères et qu'ils ont désignés, le premier sous le nom de *pseudo-yohimbine*, le second sous celui de *corynanthéine*.

Enfin, nous avons récemment montré qu'on peut séparer facilement les deux alcaloïdes du *Pseudocinchona africana*, en traitant la solution aqueuse de leurs chlorhydrates par le chloroforme qui dissout seulement celui de l'alcaloïde amorphe. La solubilité dans le chloroforme d'un chlorhydrate d'alcaloïde étant assez rare, nous avons pensé qu'il y avait lieu de rechercher

si le chlorhydrate de l'alcaloïde amorphe du *Pseudocinchona africana* ne serait pas identique au chlorhydrate de corynanthéine qui, d'après Karrer et Salomon, présente lui aussi ce caractère.

Grâce à MM. Karrer et Fourneau, nous avons pu avoir à notre disposition des échantillons originaux de ces deux chlorhydrates et les comparer non seulement entre eux, mais encore avec le chlorhydrate de l'alcaloïde amorphe que nous avons extrait, par notre méthode, d'écorces de *Pseudocinchona africana* que nous a remises M. Perrot. Nous avons constaté, tout d'abord, que le chlorhydrate isolé par nous se présentait sous la forme de petits amas de fines aiguilles parfaitement blanches, que le chlorhydrate extrait par Karrer et Salomon était constitué par de fines aiguilles un peu jaunâtres rassemblées en amas, et qu'enfin le chlorhydrate préparé très anciennement par Fourneau avait l'aspect d'une poudre assez fortement colorée en jaune. Mais ayant recristallisé dans le chloroforme ces deux derniers produits, nous les avons alors obtenus sous la forme d'aiguilles parfaitement semblables à celles de notre chlorhydrate. Le comportement des trois chlorhydrates à l'égard du chloroforme s'est montré tout à fait semblable. Chacun d'eux ne se dissout, même à l'ébullition, que dans une quantité relativement grande de chloroforme, mais, dès que la solution s'est effectuée, on la peut concentrer considérablement sans qu'il s'y produise une cristallisation ; ce n'est qu'après un certain temps de repos à la glacière que la solution, claire jusqu'alors, se prend en une bouillie cristalline.

Alors que les chlorhydrates de yohimbine et d'α-yohimbine sont pratiquement insolubles dans le chloroforme, les trois chlorhydrates que nous étudions ici y sont très nettement solubles, même à froid : 100^{mg} de chacun de ces corps se dissolvent, en effet, rapidement dans 5^{cm^3} de chloroforme.

Contrairement aussi aux chlorhydrates de yohimbine et d'α-yohimbine, nos trois chlorhydrates sont, même à froid, très solubles dans l'alcool méthylique à $99°,5$: 100^{mg} de chacun d'eux se dissolvent, en effet, très rapidement dans 5^{cm^3} d'alcool méthylique à $99°,5$, mais il suffit d'ajouter de l'éther à l'une ou l'autre de ces solutions alcooliques pour que le chlorhydrate s'en précipite aussitôt.

Chacun des trois chlorhydrates est relativement peu soluble dans l'eau froide mais beaucoup plus soluble dans l'eau bouillante qui, en refroidissant, l'abandonne à l'état cristallisé.

Bien que difficile à préciser, le point de fusion est identique pour nos trois chlorhydrates. Si l'on dépose l'un d'eux sur le bloc Maquenne déjà chauffé

à 170°, on constate que, vers 180°, il commence à jaunir puis à brunir, que vers 185°, il acquiert une consistance pâteuse, que vers 190°, cette pâte devient brillante, enfin que, vers 200°, elle est à la fois brillante et assez fluide. Si l'on élève encore la température, la consistance de cette pâte ne se modifie pas. Si l'on mélange le chlorhydrate de corynanthéine, soit au produit de Fourneau, soit au nôtre, le point de fusion n'est en rien modifié.

La déviation polarimétrique dans l'alcool méthylique à 99°,5 est la même pour le chlorhydrate isolé par nous et pour le produit de Karrer et Salomon. Pour le premier, nous avons en effet, obtenu $[\alpha]_D^{18°} = +7°,20$; pour le second $[\alpha]_D^{18°} = +7°,60$. Quant au produit de Fourneau, il nous a offert, après recristallisation, une déviation de $[\alpha]_D^{18°} = -2°,61$. Nous pensons qu'il est ainsi parce que le mode de préparation adopté par Fourneau ne permet pas d'éliminer complètement, du chlorhydrate de l'alcaloïde amorphe du *Pseudocinchona africana*, le chlorhydrate de l'alcaloïde cristallisé qui l'accompagne dans la plante et qui est, lui, très fortement lévogyre.

Ajoutons que, si l'on alcalinise, par le bicarbonate de sodium, une solution aqueuse de l'un ou l'autre des trois chlorhydrates étudiés, on obtient l'alcaloïde correspondant à l'état amorphe. Malgré tous nos efforts, nous n'avons jamais pu faire cristalliser l'un ou l'autre de ces alcaloïdes. Quant aux réactions colorées des trois produits, elles sont identiques; en particulier, on obtient, avec chacun d'eux, une belle coloration bleue, tant avec le réactif de Fröhde qu'avec le réactif sulfurique de Kiliani (acide sulfurique contenant du sulfate ferrique).

Nous concluons donc à l'identité de l'alcaloïde amorphe de Fourneau et de la corynanthéine de Karrer. Il convient d'ailleurs de noter qu'ayant reçu de nouveaux résidus de fabrication de yohimbine, résidus obtenus dans les mêmes conditions qu'auparavant, Karrer et Salomon n'ont pu y retrouver aucune trace de corynanthéine. On est donc en droit de penser que les premiers résidus étudiés par eux provenaient, non point du *Pausinystalia Johimbe* (K. Schumann) Pierre, qui fournit la yohimbine, mais d'une Rubiacée voisine.

PHYSIQUE AGRICOLE. — *Loi de croissance du blé en fonction des facteurs du climat.* Note de M. **H. Geslin**, présentée par M. Ch. Maurain.

La température et la lumière étant les facteurs de la photosynthèse, la quantité de matière sèche élaborée par une plante est une fonction de ces deux variables; c'est aussi une fonction du temps. Dans les conditions de nos essais, en plein champ, il nous a paru intéressant d'utiliser les *sommes de températures nyctémérales accumulées*, tenant compte à la fois des facteurs temps et température. Quant à la lumière, nous avons considéré, à défaut de mesures précises, la *durée du jour* (durée théorique entre le lever et le coucher du soleil); en hiver la faible intensité du flux lumineux par ciel couvert est compensée, dans une certaine mesure, par une température en général plus élevée que par ciel pur; en été la plante a le plus souvent, à sa disposition, suffisamment de lumière et la durée d'exposition semble prépondérante; notons toutefois qu'un déficit dans la radiation solaire entraîne un déficit de chaleur qui a sa répercussion sur le développement.

Loi d'action des facteurs de croissance. — Soit une série de semis d'une même variété de blé (Vilmorin 23), S_1, S_2, S_3, ... effectués dans les mêmes conditions, *mais à des dates et dans des années différentes.* Chacun d'eux aura accumulé une *même somme de températures nyctémérales* au bout de temps différents, correspondant à des durées moyennes du jour, calculées depuis la date du semis, x_1, x_2, x_3, ... Désignons les poids secs par y_1, y_2, y_3, ... *Un graphique par points, établi* à partir de ces données nous a montré que, dans ces conditions, le poids de matière sèche élaborée y est lié à la durée du jour x, par la formule suivante :

$$\text{Log}_e(A - y) = \text{Log}_e A - cx, \qquad (1)$$

où A est le poids sec maximum vers lequel tend y quand x tend vers l'infini, c est un coefficient numérique.

C'est la *loi d'action des facteurs de croissance* de Mitscherlich dont nos essais fournissent une nouvelle et nette vérification du caractère très général. Pour chaque somme de températures nyctémérales accumulées de 100° en 100° par exemple, il est possible de construire expérimentalement une courbe analogue à la courbe (1). A mesure que ΣT croît, le

rendement maximum A et le coefficient *c* augmentent régulièrement. On arrive ainsi à une famille de courbes permettant de connaître, en partant uniquement des températures et des durées du jour, et à n'importe quel moment de l'année, le poids sec atteint par une culture. Il s'agit du rendement théorique maximum, c'est-à-dire de celui pouvant être atteint dans la région considérée, dans un sol et pour une fumure donnés. Nous ne nous sommes pas préoccupé ici de l'action de l'eau qui joue le rôle de facteur limitant soit que la plante ne trouve pas dans le sol l'eau qui lui est nécessaire, soit que des pluies trop fréquentes ou se produisant à des périodes critiques du cycle végétatif provoquent des maladies ou des accidents tels que la verse des céréales.

Loi du produit. — Au lieu de considérer des semis ayant accumulé une même somme de températures, on peut les prendre quand ils ont atteint un *même poids sec*. Dans ces conditions, les sommes de températures seront : T_1, T_2, T_3, ..., auxquelles correspondront des durées moyennes du jour J_1, J_2, J_3, ... Soient les produits T_1J_1, T_2J_2, T_3J_3, ... Le produit TJ passe par un minimum. Le même calcul pour des poids secs différents, montre que le *produit minimum correspond toujours à un semis fait à une date bien déterminée : le 1er décembre*. C'est donc pour un semis effectué à cette date que la plante utilise au maximum l'énergie fournei. Nous pensons aussi, de nouveaux essais devront le vérifier, que cette date doit être considérée comme la meilleure pour semer le V. 23 dans la région parisienne. Remarquons d'ailleurs que, pour des semis faits entre le 1er novembre et le 1er février, le produit TJ correspondant à un poids sec donné, est sensiblement constant, les écarts par rapport au minimum étant inférieurs à 6 pour 100. Ces dates sont justement les *limites de la période normale des semis du blé étudié, dans la région*. On arrive ainsi à une véritable loi du produit [1] : à un produit donné correspond un poids sec déterminé.

Constante héliothermique. — La loi du produit conduit à la notion d'une *constante héliothermique*, caractérisant chaque variété de blé cultivée, conséquence et application pratique des lois précédentes. En effet, le produit TJ pouvant être calculé pour une période quelconque du développement de la plante, calculons-le pour une série de semis échelonnés, pour les phases semis-épiaison, épiaison-maturité, semis-maturité, les dates de

---

(1) Cette loi est à rapprocher de celle établie en physiologie par Sir Jagadis Bose.

ces phases étant faciles à déterminer au champ. Dans chaque cas, ce produit d'abord élevé, diminue, *tend vers une constante pour tous les semis faits au cours d'une certaine période*, augmente ensuite rapidement. Cette période correspond justement à l'époque normale des semis (1er novembre-1er février) définie ci-dessus. On pourrait objecter que, dans la pratique, des semis sont faits en octobre et en février. En général les premiers donnent des rendements en grains inférieurs; les seconds un nombre d'épis au mètre carré, pour une même densité de semis, sensiblement plus faible. Le dépouillement de plus de 400 blés semble confirmer ces résultats, établis avec V. 23, montrant qu'à chaque grand groupe de variétés, blés de printemps ou d'hiver, blés alternatifs, correspondait une constante caractéristique, avec la possibilité de classer chaque variété dans un des groupes.

Conclusions. — La méthode expérimentale nous a conduit à une loi générale de la croissance du blé. La discussion de celle-ci nous a amené en outre à la notion pratique d'une *constante héliothermique*. Si de telles constantes, déjà intéressantes pour un lieu donné, sont valables pour l'ensemble d'une région comme la France par exemple, elles permettront non seulement de fixer les dates extrêmes de semis, mais encore les conditions, voire les possibilités de culture d'une variété donnée dans un lieu déterminé.

PHYSIOLOGIE. — *Les teneurs du sang total en calcium total et l'élimination de cet élément par la voie rénale au cours du scorbut chronique et du scorbut aigu.* Note (1) de Mlle **A. Michaux**, présentée par M. Leclainche.

Les dosages que nous avions faits dans des plasmas prélevés sur des animaux scorbutiques avaient montré que la teneur en calcium de ce milieu n'est pas sensiblement modifiée (2). Pour Nagayama et Muna Lisa, le calcium urinaire s'élève, puis s'abaisse, et le calcium du sérum ne varie pas (3).

D'autre part, ayant observé récemment que le phosphore total urinaire diminue et que le phosphore du sang total augmente beaucoup au cours du

(1) Séance du 9 octobre 1933.

(2) Mme L. Randoin et Mlle A. Michaux, *C. R. Soc. Biol.*, **100**, 1929, p. 11.

(3) T. Nagayama et T. Muna Lisa, *J. Biochem.* (Japan), **11**, 1929, p. 191.

scorbut chronique et aigu ([1]), nous avons recherché quelles étaient, dans les mêmes conditions, les quantités de calcium total éliminées par les urines et les teneurs du *sang total* en cet élément.

Des cobayes ont reçu, soit des rations complètes, naturelle, ou artificielles (régime scorbutigène de Mme L. Randoin ([2]) contenant 4, 4,5 ou 5 pour 100 de lactate de chaux complété par 2 à 3^{cm^3} de jus de citron ordinaire ou décitraté), soit le même régime scorbutigène additionné ou non de $0^{cm^3},5$ de jus de citron décitraté, afin de provoquer le développement des symptômes de scorbut chronique et aigu.

Le calcium du sang a été séparé du magnésium et du fer par le procédé de M. Javillier et D. Djelatidès ([3]) et titré au permanganate de potassium. Le calcium urinaire a été dosé selon la méthode de Ronchèse. *Pendant les* 15 *heures qui précédèrent les saignées, les Cobayes ne reçurent que de l'eau.*

Résultats. — 1° Les quantités de calcium urinaire éliminées en 24 heures, dont la moyenne chez les normaux est de $0^g,139$, oscillent entre $0^g,013$ et $0^g,067$ chez les animaux qui ont été soumis aux régimes artificiels complets et qui présentèrent des symptômes de scorbut (probablement à cause de l'activité faible des citrons utilisés). En moyenne, les Cobayes atteints de scorbut chronique ou aigu éliminent $0^g,037$, $0^g,030$ et $0^g,029$ de calcium.

2° Les teneurs en calcium pour 1000^g de *sang total*, dont la moyenne est de $0^g,075$ chez les normaux, varient entre $0^g,043$ et $0^g,186$ chez les Cobayes soumis aux régimes artificiels complets, suivant la gravité des symptômes mentionnés ci-dessus. *Ces teneurs, qui s'élèvent un peu au cours du scorbut chronique (la moyenne étant de* $0^g,095$), *augmentent beaucoup au cours du scorbut aigu où les teneurs moyennes atteignent* $0^g,117$ *et* $0^g,153$. Ce résultat présente un certain intérêt grâce aux données acquises auparavant chez des sujets atteints de scorbut aigu : le calcium du plasma ne varie pas dans le sang total, la teneur en eau s'élève beaucoup et le nombre des hématies s'abaisse considérablement.

([1]) Mlle A. Michaux, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1341.
([2]) Mme L. Randoin, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **5**, 1923, p. 806.
([3]) *Ann. des falsif. et des fraudes*, **24**, 1931, p. 133.

Ca total pour 1000cm³ de sang.	Volumes urinaires en 24 heures.	Ca total pour 1000cm³ d'urine.	Élimination en 24 heures.
Cobayes soumis : a. au régime naturel.			
g	cm³	g	g
0,090	109,4	1,715	0,187
0,103	97,7	2,169	0,212
0,041	128,8	0,650	0,084
0,069	54,4	—	—
0,070	61,1	1,217	0,074
b. Au régime scorbutigène (5 pour 100 lactate chaux) + 3cm³ jus citron décitraté.			
0,140 (*)	14,5	2,658	0,039
0,153 (*)	23,5	2,103	0,049
c. Au régime scorbutigène (5 pour 100 lactate chaux) + 2cm³ jus citron.			
0,186 (*)	70,7	0,912	0,067
d. Au régime scorbutigène (4 pour 100 lactate chaux) + 2cm³ jus citron.			
0,043	57,1	0,676	0,039
e. Au régime scorbutigène (4,5 pour 100 lactate chaux) + 3cm³ jus citron.			
0,055	12,5	1,012	0,013
f. Au régime scorbutigène (5 pour 100 lactate chaux) + 0cm³,5 jus citron décitraté.			
0,046	5,9	4,645	0,027
0,104	11,9	5,276	0,063
0,095	7,0	3,213	0,022
0,135 (**)	8,8	3,504	0,031
g. Au régime scorbutigène (5 pour 100 lactate de chaux).			
0,082 (**)	2,5	—	—
0,144 (**)	32,2	1,865	0,060
0,124 (**)	3,5	0,290	0,001
h. Au régime scorbutigène (4 pour 100 lactate de chaux).			
0,169 (**)	35,5	1,964	0,070
0,201 (**)	9,1	0,992	0,009
0,089 (**)	5,3	1,356	0,007

Nota. — (*) Scorbut grave ; (**) Symptômes graves de scorbut.

ZOOLOGIE. — *Sur un Infusoire Fœttingéridé parasite des Siphonophores.* Note [1] de M. **Maurice Rose**, présentée par M. M. Caullery.

Les Siphonophores Diphyidés de la baie d'Alger se montrent assez souvent parasités par un Infusoire qui présente de très curieuses particularités.

On le trouve localisé dans la goutte d'huile logée dans le statocyste du Cœlentéré. A partir de mars surtout, certaines de ces gouttes d'huile sont envahies par des Infusoires qui s'y trouvent totalement enfermés, sans pouvoir en sortir. Tantôt, il n'y a qu'un seul parasite; le plus souvent, on en observe un nombre plus ou moins grand, jusqu'à près d'une soixantaine. Sur le vivant, les Infusoires montrent des stries ciliaires fort saillantes et en nombre variable selon les individus. Chez certains, ces stries présentent une torsion dextre bien visible; chez d'autres, elles sont parfaitement méridiennes. Au centre, le Protozoaire est creusé d'une énorme vacuole. Souvent on observe des individus en division directe. Il n'y a pas de vacuole pulsatile, non plus que de bouche visible. L'excrétion se fait d'une manière très particulière. L'animal émet par toute sa surface des gouttelettes saillantes qui vont crever au dehors en perçant la paroi de la goutte huileuse. Les préparations colorées montrent une couche cytoplasmique autour de la vacuole centrale et le noyau forme un réseau très serré dans cette écorce protoplasmique. De place en place sont de petits blocs chromatiques homogènes isolés. On ne peut interpréter leur signification avant de connaître leur rôle dans la fécondation si elle existe.

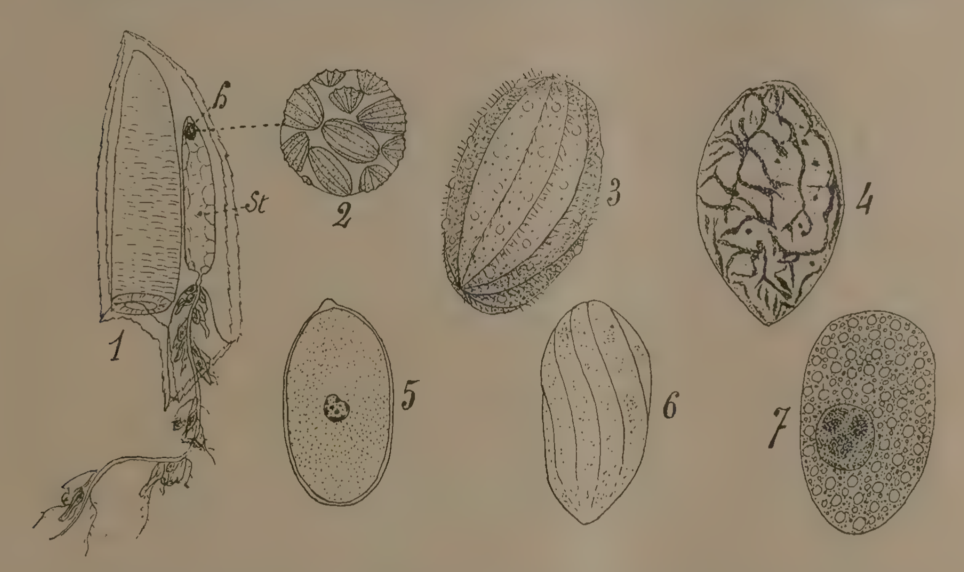
Tous ces caractères font de ces Infusoires des Ciliés Apostomes de la famille des *Fœttingeridæ*.

Évolution. — Le parasite — sous forme d'un kyste ovoïde à paroi épaisse (noyau sphérique petit et peu à près central), fixé à un Copépode pélagique, — est absorbé, avec celui-ci, par le Siphonophore et transporté à travers le stolon jusque dans le statocyste. Ce kyste se gonfle, puis éclot très vite, par dissolution de sa membrane, et donne naissance à un petit Infusoire pourvu de quelques stries ciliaires, de torsion dextre. Celui-ci nage et se met à grossir; une vacuole apparaît dans le noyau, le distend peu à peu en devenant énorme. Puis, le noyau prend la structure réticulée

---

[1] Séance du 9 octobre 1933.

typique, pendant que l'Infusoire grandit et atteint une taille considérable. C'est à ce moment qu'il s'entoure d'huile. Il se met alors à se diviser activement dans la goutte huileuse; les infusoires fils grandissent et se divisent à leur tour, en gardant leur noyau réticulé. Bientôt la goutte d'huile se trouve envahie par de nombreux parasites, tous de même taille, et nettement plus petits que l'individu primitif. Il arrive un moment où toute la



1. *Galeolaria quadrivalvis*, montrant la goutte d'huile infectée, (*h*) au sommet du statocyste [(St) (G × 15)]. — 2. Gontte parasitée plus grossie (G = 70). — 3. Un infusoire vu sur le vivant (G = 300, L = 115 μ, *l* = 60 μ). — 4. Infusoire coloré au carmin boracique, montrant le noyau réticulé (G = 300). — 5. Jeune kyste venant de pénétrer dans le statocyste d'un Siphonophore (Hématoxyline ferrique éosine, G = 700, L = 38 μ, *l* = 19 μ). — 6. Infusoire éclos du kyste avec ses stries ciliaires en hélices dextres (G = 700, L = 40 μ, *l* = 18 μ). — 7. Jeune infusoire en voie de croissanée dans le statocyste (Carmin boracique, G = 700, L = 45 μ, *l* = 25 μ).

goutte est remplie d'un magma d'Infusoires à stries ciliaires très saillantes, peu nombreuses. C'est alors qu'il y a expulsion de ce magma par le stolon et par un gastrozoïte.

Dans l'eau de mer, sous le microscope, ces agglomérats expulsent de nombreux granules; les Infusoires se séparent peu à peu. Devenus libres, ils perdent leurs stries ciliaires et se fixent pour se transformer en kystes inertes.

Il est vraisemblable que, dans la nature, ce sont ces kystes, fixés sur un Copépode pélagique qui infecteront d'autres Siphonophores.

OCÉANOGRAPHIE BIOLOGIQUE. — *Sur les relations entre les conditions physiques et la flore des flaques littorales de la côte des Albères.* Note de MM. **Jean Feldmann** et **Adrien Davy de Virville**, présentée par M. Molliard.

Au cours d'un récent séjour au Laboratoire Arago à Banyuls (Pyrénées-Orientales), pendant les mois de juin et de juillet 1933, nous nous sommes proposé d'étudier la flore d'Algues marines fixées dans les cuvettes du littoral des Albères, au bord de la Méditerranée, et de rechercher si elle n'était pas en rapport avec les variations de la température, de la salinité et de l'alcalinité de l'eau de mer qui les baigne.

Pour mesurer la concentration en ions hydrogène de l'eau de mer, nous avons utilisé la méthode colorimétrique en employant, comme indicateur, le bleu de thymol dont la zone de virage est comprise entre 8, 0 et 9, 6 : ce qui, avec la correction de salinité, permet d'apprécier les pH compris entre 7, 8 et 9, 4.

Nous avons été ainsi amenés à constater que l'on devait distinguer deux sortes de flaques : d'une part les flaques à Chlorophycées; d'autre part les flaques à Phéophycées et à Floridées.

Dans les flaques à Chlorophycées, en effet, qui sont ordinairement de petite taille et situées à un niveau relativement élevé, le pH subit, chaque jour, des variations importantes. Voisin ordinairement de celui de l'eau de mer littorale, soit 8,2 en Méditerranée, il s'élève très rapidement dans les premières heures du jour, surtout si la flaque est ensoleillée, pour devenir égal ou supérieur à 9,4. De plus, si on l'observe de demi-heure en demi-heure en même temps que la température de l'eau et si l'on établit la courbe correspondante, on constate que les variations de l'alcalinité sont, dans une certaine mesure, indépendantes de celles de la température. Elles nous paraissent être essentiellement fonction du métabolisme des Algues. Elles sont d'ailleurs plus ou moins accusées suivant la composition floristique de ces flaques. De fait, si le pH des flaques à *Enteromorpha compressa* est presque toujours égal ou supérieur à 9,4, à condition de l'observer à la fin de la matinée ou, mieux encore, dans l'après-midi, par contre, il est souvent moins élevé lorsque la flore est constituée par d'autres genres de Chlorophycées tels que les *Cladophora* ou les *Chætomorpha*. Il est également plus faible si la végétation d'Algues est peu abondante ou en mauvais état.

Dans les flaques à Phéophycées et à Floridées, au contraire, situées souvent à un niveau inférieur aux précédentes et ordinairement plus grandes, les variations de la concentration en ions hydrogène de l'eau de mer sont beaucoup plus faibles et ne présentent, en tout cas, aucune périodicité. Sur 16 observations comparables, leur pH n'a été trouvé qu'une seule fois égal à 8,5 et deux fois à 8,4. En moyenne, il est de 8,2 : soit identique à celui de l'eau de mer littorale ou même légèrement inférieur de 0,1 ou très exceptionnellement de 0,2 à celui-ci.

Ces différences ne sont d'ailleurs pas les seules qui caractérisent ces deux types de cuvettes. Dans les flaques à Chlorophycées, la température subit des variations assez considérables, comprises, lors de nos mesures, entre 33° et 15°, soit une différence de 18°, alors qu'à la même époque la température de l'eau de mer littorale n'a oscillé qu'entre 20° et 21°,5. La salinité est également très variable. Parfois inférieure à celle de l'eau de mer lorsque la flaque est alimentée par des suintements d'eau douce, elle est ordinairement plus ou moins supérieure à celle-ci : puisque, dans certains cas, le sel peut se déposer : la saturation étant atteinte.

Au contraire, dans les flaques à Phéophycées et à Floridées, la température et la salinité sont beaucoup plus constantes. Nous avons toujours observé que la température de l'eau était comprise entre 31° et 21°, soit un écart thermique de 10° seulement, et que la salinité était la même que celle de l'eau de mer ou très voisine de celle-ci.

Ces chiffres, bien entendu, ne sont valables que pour les localités et l'époque de l'année où ils ont été obtenus. Ils sont concordants avec les résultats obtenus dans les mers à marées, en particulier par F. W. Gail, W. R. G. Atkins, R. Legendre, A. Labbé, Ed. Fischer, etc.

En résumé, les variations si accusées existant entre la composition floristiques de ces deux types de flaques résultent principalement des différences de température et de salinité. Quant à l'alcalinité élevée des flaques à Chlorophycées, elle est beaucoup plus une conséquence de l'actif métabolisme de ces Algues que la cause de leur développement abondant dans ce milieu hyperalcalin. La forte alcalinité de l'eau de mer dans laquelle elles se développent n'agit sur la composition floristique des flaques que pour s'opposer à l'établissement de Phéophycées ou de Floridées fragiles dans les cuvettes où abondent les Chlorophycées.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *La formation des terminaisons nerveuses dans les ventouses du bras régénéré du Céphalopode* (Octopus vulgaris *Lam.*). Note de M. **Raoul M. May**, présentée par M. L. Joubin.

Les ventouses qui se trouvent sur les bras de l'*Octopus* sont largement pourvues de terminaisons sensitives et motrices. Il était donc intéressant de constater quel était le mode de formation de ces organes par rapport à leur innervation. Agissent-elles comme centre d'attraction pour celle-ci, ou se forment-elles sous son influence ?

Pour provoquer la régénération des bras, j'ai simplement sectionné le tiers distal des huit bras de onze *Octopus vulgaris* Lam. Un mois et demi à 2 mois après cette opération on pouvait observer au bout des bras opérés un régénérat long de 1 à 2^{cm}. A ce moment la partie distale du bras originel a été sectionnée à 1^{cm} du régénérat et a été fixée avec celui-ci à son bout dans du formol neutre à 20 pour 100 préparé avec de l'eau de mer.

Ces pièces ont été alors imprégnées par la méthode de Cajal au nitrate d'argent telle qu'elle a été modifiée par Sereni et Young (1).

L'examen d'une coupe longitudinale médiane du régénérat du bras de l'*Octopus* nous montre un axe nerveux central composé de neurocytes et de fibres, et qui occupe un volume très important par rapport à la masse totale du régénérat. Sur la face interne de celui-ci, sur toute sa longueur, se trouvent des ventouses en formation ou nouvellement formées.

Un examen à plus fort grossissement d'une région donnée du régénérat nous révèle que des fibres nerveuses isolées ou sous forme de petits nerfs traversent le tronc nerveux à sa périphérie, perpendiculairement à son axe, pour innerver les différents tissus du régénérat. Certains de ces petits nerfs se rapprochent des ventouses et les innervent.

Étant donné le mode de formation du régénérat, les ventouses qui se trouvent à sa région distale sont les plus jeunes, tandis que celles qui se trouvent à sa base ont été formées les premières et sont par conséquent les plus anciennes. On peut donc comparer l'innervation de ces ventouses à différents âges, et voir si elles se forment sous l'influeuce des nerfs ou si au contraire elles les attirent.

Les ventouses de la région terminale du régénérat ont un aspect blasté-

(1) *Publ. Staz. Zool. Napoli*, **12**, 1932, p. 173-208.

mateux. Les sarcoblastes y sont très nombreux et compacts. On distingue parfaitement la région qui formera l'épithélium de celle qui donnera naissance au muscle sous-jacent, car ces deux tissus sont parfaitement délimités.

Ces ventouses terminales sont dépourvues d'innervation. Un examen soigneux ne nous révèle aucune terminaison nerveuse à l'intérieur de leurs tissus.

Mais certaines de ces ventouses terminales sont entourées par des filets et petits faisceaux nerveux qui se trouvent dans la région sous-acétabulaire.

Ces faisceaux semblent attirés de toutes parts par la ventouse en formation. Dans certains cas on voit quelques fibres nerveuses qui ont poussé jusqu'à la base de la ventouse et qui se trouvent dans cette région périphérique. Mais elles n'ont pas encore pénétré entre les cellules qui formeront le muscle acétabulaire.

Si l'on examine des ventouses qui se trouvent à mi-chemin entre le bout du régénérat et sa base, on constate que ces ventouses, qui ont encore un aspect blastémateux, sont envahies par un réseau de fibres nerveuses qui, partant de petits faisceaux péri- et sous-acétabulaires, pénètrent dans l'acétabulum de la ventouse et s'y ramifient. Deux cas de ce genre sont particulièrement démonstratifs. Dans le premier cas les terminaisons nerveuses prennent naissance dans trois petits faisceaux qui se trouvent des deux côtés et à la base de l'acétabulum. Dans le second cas un seul faisceau nerveux pénètre à l'intérieur de la ventouse pour s'y ramifier abondamment. La plupart des terminaisons, paranucléaires, semblent finir librement, mais on constate çà et là des renflements et massues terminaux, caractéristiques de fibres embryonnaires ou en régénération.

Cette innervation primitive ne se trouve que dans l'acétabulum. Mais elle s'étend rapidement à l'infundibulum, ainsi qu'on peut le constater sur des ventouses qui se trouvent tout à fait à la base du régénérat, et qui ont ainsi reçu leur innervation avant les ventouses plus distales. Ces ventouses basales n'ont plus l'aspect blastémateux des ventouses nouvellement formées. Elles sont composées de fibres musculaires et de tissu conjonctif tout comme les ventouses adultes qui se trouvent sur la partie originelle du bras. Elles en diffèrent par leur petite taille et par le fait que si l'on constate encore des boutons et renflements terminaux dans leur innervation, on ne peut pas encore distinguer avec certitude les terminaisons motrices des terminaisons sensitives.

La formation successive des ventouses sur le régénérat nous permet de saisir tous les moments de leur histogénèse. Si l'on ne peut constater de différence entre le moment de formation de l'axe nerveux central et des ventouses, les résultats actuels ne nous laissent pas de doute sur le mode de formation des terminaisons nerveuses dans ces dernières. Celles-ci, aux premiers moments de leur formation, sont absolument vierges d'innervation. Ce n'est que lorsqu'elles ont évolué un certain temps que les sarcoblastes qui entrent dans leur composition semblent attirer sélectivement les faisceaux qui partent de l'axe nerveux central.

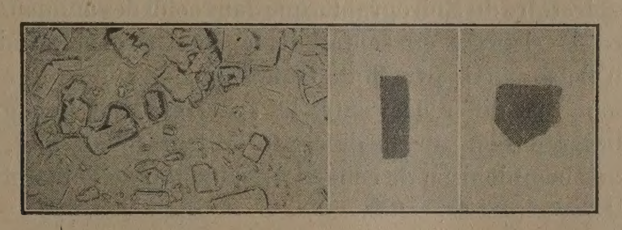
Nous pouvons donc compter les ventouses des Céphalopodes parmi les organes qui, agissant comme guide et centre d'attraction dans la neurogénèse de leurs terminaisons, sans que l'on puisse déceler de voie préétablie pour celles-ci, rentrent parfaitement dans la théorie neurotropique de Cajal.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la chlorocruorine cristallisée.*
Note de MM. **H. M. Fox** et **J. Roche**, présentée par M. A. Desgrez.

La chlorocruorine, pigment respiratoire de certains Annélides Polychètes, n'a pas été obtenue jusqu'ici à l'état pur, cristallisée, aussi ses propriétés n'ont-elles été étudiées que dans le sang où elle est dissoute. Il a néanmoins pu être établi que la chlorocruorine est un chromoprotéide voisin de l'hémoglobine, et constitué, comme elle, par l'union d'une hématine avec une protéine qui sont, l'une et l'autre, respectivement différentes de la protohématine et de la globine contenues dans les hémoglobines des animaux supérieurs (Fox; Warburg, Negelein et Haas; Warburg et Negelein, J. Roche).

Nous avons préparé par la technique suivante de la chlorocruorine cristallisée : Du sang de *Spirographis Spallanzanii* prélevé dans les troncs branchiaux ($0^{cm^3},02$ à $0^{cm^3},1$ par animal) est additionné de son volume d'eau distillée, puis de solution saturée de $SO^4(NH^4)^2$ en quantité suffisante pour qu'un trouble persistant se manifeste. Ce résultat est obtenu lorsque le sang a été dilué avec environ son volume de solution saline. On place ensuite le mélange à 0° et l'on voit apparaître en quelques heures des cristaux du pigment. Lorsque la cristallisation est peu abondante ou tarde à se produire, on l'accélère par addition de petites quantités de solution saturée de $SO^4(NH^4)^2$. La chlorocruorine, soluble dans l'eau, peut être recristallisée en traitant ses solutions par la technique qui permet de l'obtenir à partir du sang.

Le pigment se présente en cristaux rhombiques de formes diverses, dont quelques exemplaires sont reproduits dans les microphotographies ci-dessous; les uns sont d'un vert sombre avec dichroïsme rouge, les autres, plus nombreux, d'un vert jaune.



Chlorocruorine de Spirographe cristallisée.

La composition élémentaire de la chlorocruorine a été établie à l'aide des méthodes de Pregl, sur une préparation de pigment recristallisée deux fois, puis dialysée pendant vingt jours à 0° pour en éliminer $SO^4(NH^4)^2$, précipitée par l'acétone et séchée à l'étuve à 105° jusqu'à poids constant. Le spectre visible et ultraviolet de la chlorocruorine oxygénée a été déterminé par spectrophotométrie. Voici l'essentiel des données obtenues, auxquelles on a joint, aux fins de comparaison, celles correspondant au pigment sanguin du Cheval.

	Pour 100.					
	C.	H.	N.	S.	Fe.	O.
Composition de la chlorocruorine de spirographe.	47,2	7,3	15,4	2,6	1,2	24,3
Composition de l'hémoglobine de cheval (Abderhalden)	54,7	7,0	17,3	0,4	0,4	20,1

	Bande		
	I.	II.	III.
Spectre visible (mμ) de l'oxychlorocruorine de spirographe	602,5	562,5	515
Spectre visible (mμ) de l'oxyhémoglobine de cheval (Vlès)	578	543	–
Spectre ultraviolet (mμ) de l'oxychlorocruorine de spirographe.	445	360	275
Spectre ultraviolet (mμ) de l'oxyhémoglobine de cheval (Vlès).	416	343	275

La teneur en soufre et en fer des deux pigments diffère donc notablement [1]. Or ces deux éléments sont contenus exclusivement, le premier

[1] La composition élémentaire de notre préparation diffère sensiblement de celle de la chlorocruorine de Sabella obtenue par A. B. Griffiths (*Comptes rendus*, **114**, 1892, p. 1277), qui contiendrait 0,78 pour 100 S et 0,45 pour 100 Fe. Mais la chlorocruorine *amorphe* de Griffiths ne présente aucune garantie de pureté.

dans le groupement prosthétique, le second dans la protéine conjuguée à celui-ci. Comme l'hématine de l'hémoglobine et celle de la chlorocruorine ont la même teneur en fer (Warburg, Negelein et Haas), il faut en conclure que la même quantité d'hématine se combine à moins de protéine dans le pigment respiratoire du Spirographe que dans celui des animaux supérieurs. Par ailleurs, la richesse en soufre de la chlorocruorine indique que la composition de sa partie protéique ne doit pas être identique à celle de la globine. Quant aux différences entre les spectres des deux pigments respiratoires, elles reposent sur la diversité de leurs hématines, comme des expériences de combinaison de celle-ci avec la globine l'ont antérieurement démontré [1].

Ainsi, la chlorocruorine pure du Spirographe, bien que présentant des analogies avec les hémoglobines des animaux supérieurs, est un pigment qui s'en distingue non seulement par la nature de ses deux constituants, mais probablement aussi par le rapport des quantités de protéine combinées à un même poids d'hématine.

---

(1) On obtient en effet une chlorocruorine en combinant l'hématine de la chlorocruorine avec une globine (J. Roche, Warburg et Negelein), et une hémoglobine en combinant la protohématine et une globine (Bertin-Sans et Moitessier).

La séance est levée à 15h45m.

E. P.